

РАДІОСПЕКТРОСКОПІЯ

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra26.03.256>

УДК 539.1.078; 539.184

М. Л. ПОГРЕБНЯК^{1,2}, С. П. ДЮБКО^{1,2},
М. П. ПЕРЕПЕЧАЙ², О. С. КУЦЕНКО³

¹Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

³Кримська астрофізична обсерваторія,
с. м. т. Наукове, Крим, Україна

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРУ АТОМІВ ZN I В ТРИПЛЕТНИХ РІДБЕРГІВСЬКИХ СТАНАХ

Предмет і мета роботи: *Об'єктом досліджень є атоми цинку в триплетних передіонізаційних – рідбергівських станах. Рівні енергій атомів, що мають два електрони поза замкнутою оболонкою, вивчались переважно методами оптичної спектроскопії. Проте власне застосування мікрохвильової спектроскопії для вимірювання частоти переходів між двома рідбергівськими станами дозволяє підвищити точність вимірювань на два і більше порядків.*

Методи і методологія: *Для збудження атомів цинку в триплетні рідбергівські стани з наперед заданим набором квантових чисел використовується лінійка із трьох лазерів на барвниках. Випромінювання перших двох перетворюється в другу гармоніку в нелінійних кристалах. Лазери на барвниках збуджуються випромінюванням другої гармоніки одного YAG : Nd³⁺ лазера. Всі три випромінювання зводяться в зону взаємодії з лазерними та мікрохвильовим випромінюваннями, яка знаходиться між пластинами іонізаційного осередку, де створюється імпульсне електричне поле. Реєстрація збуджених рідбергівських атомів виконується методом польової іонізації. Пучок нейтральних атомів створюється ефузійною коміркою в умовах вакууму, залишковий тиск не перевищує 10^{-5} мм рт. ст. Імпульсне електричне поле визначеної напруженості приводить до іонізації збуджених мікрохвильовим випромінюванням атомів та прискорення електронів, що з'явилися, у напрямку вторинно-електронного помножувача, але є недостатнім для іонізації атомів, що збуджені лише лазерними випромінюваннями і є початковими для взаємодії з мікрохвилями. Скануючи частоту мікрохвильового випромінювання з заданим кроком і вимірюючи інтенсивність сигналу вторинно-електронного помножувача можна отримати спектр збудження атомів, що досліджуються.*

Результати: *За допомогою створеного лазерно-мікрохвильового спектрометра виміряно частоти переходів $F \rightarrow D$, $F \rightarrow F$ та $F \rightarrow G$ між триплетними рідбергівськими станами атомів цинку. З виконаного аналізу частот отримано константи розкладання квантового дефекту за формулою Рітца для D , F та G станів атомів цинку.*

Висновок: *Виміряно частоти переходів $F \rightarrow D$, $F \rightarrow F$ та $F \rightarrow G$ між триплетними рідбергівськими станами атомів цинку, що дозволило отримати константи розкладання квантового дефекту за формулою Рітца для D , F та G станів атомів цинку, що зі свого боку створює можливість розрахувати енергії цих термів і частоти переходів щонайменше на два порядки точніше ніж у разі вимірювань методами оптичної спектроскопії.*

Ключові слова: *атом цинку, триплетні стани атомів, рідбергівські стани, лазерне збудження, мікрохвильове випромінювання*

1. Вступ

Необхідність мікрохвильової спектроскопії атомів Zn I у рідбергівських станах впливає з того факту, що із сучасних позицій міру вивченості збуджених станів атомів, зокрема атомів Zn I, не можна визнати задовільною. Для радіоастрономічних досліджень космічного радіовипромінювання в діапазоні міліметрових і субміліметрових довжин хвиль становлять інтерес таблиці частот

випромінювання атомів Zn I при рекомбінації з точністю, характерною для радіоспектроскопії. Цинк є важливим елементом досліджень в області астрофізики і космології. Спектральні лінії цинку спостерігаються у випромінюванні Сонця [1] та інших зірок [2]. Випромінювання атомів у рідбергівських станах реєструється для широкого класу космічних об'єктів: галактичних областей, планетарних туманностей, міжзоряного газу, молекулярних хмар, галактик. Співвідношення

поширення Zn/Fe або Zn/Cu дозволяє зробити висновок про історію формування і міру металічності зірки [3], а також про хімічний склад холодних метеоритів. Співвідношення Zn/Cr може надати інформацію щодо концентрації космічного пилу в міжзоряному просторі [4].

Спектроскопія двохелектронних рідбергівських атомів важлива з позицій подальшого розвитку теорії багатоканального квантового дефекту. Високозбуджені “планетарні” атоми поводяться як величезні гелієподібні частки та можуть використовуватися для вивчення кореляційних властивостей електронів, що перебувають на рідбергівських орбітах. У цій області наразі зроблені лише перші спостереження з порівняно низькою роздільною здатністю, котрі вважаються явно недостатніми з позицій сучасних потреб атомної фізики.

Фізіологічна дія цинку зумовлена тим, що цей елемент виконує багато функцій: регулює понад 300 ферментів, сприяє формуванню імунного відгуку, забезпечує нормальне функціонування мозку, підтримує здоров’я кісткової системи. Тому актуальною є розробка приладів для швидкого й точного кількісного аналізу домішок атомів цинку у крові, кістковій тканині, питній воді, продуктах харчування [5]. Основою для розробки таких приладів можуть слугувати дані про спектри високозбуджених атомів Zn I і способи їх отримання.

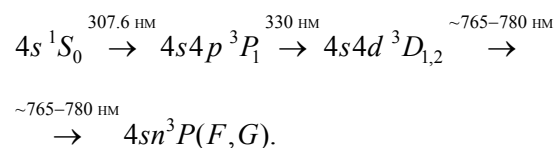
Цинк входить до групи ІВ періодичної таблиці Менделєєва, має два валентних *s*-електрони на останній орбіталі, тому в спектрі проявляються як синглетні, так і триплетні терми. Складність збудження рідбергівських станів цинку пояснюється тим, що він має високий потенціал іонізації $IP = 75769.33 \text{ см}^{-1}$ [6]. Перший збуджений синглетний рівень $4s4p^1P_1$ лежить на 46745.4 см^{-1} вище основного стану $4s^2S_0$, тому для його збудження необхідно отримати лазерне випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні з довжиною хвилі 213 нм, що важко здійснити на практиці. Переважна кількість праць щодо спектроскопії цинку присвячена дослідженню триплетних термів. LS-зв’язок в цинку вже не є чистим [3], тому спостерігається заселення триплетних станів. Триплетний рівень $4s4p^3P$ лежить на $32501.399 \text{ см}^{-1}$ вище основного стану, для його селективного збудження необхідне лазерне випромінювання з довжиною хвилі 307.6 нм [6]. Триплетні стани досліджувалися методами ла-

зерної спектроскопії в роботах [7–9], рівень $4s4p^3P_1$ використовувався як проміжний. Енергії синглетних $4snp^1P_1$ рівнів до значення головного квантового числа $n = 66$ вперше визначено в роботі Брауна і Тілфорда [3] методом класичної абсорбційної спектроскопії, спостерігалися також інтеркомбінаційні $4s^2S_0 \rightarrow 4snp^3P_1$ та електричні квадрупольні $4s^2S_0 \rightarrow 4snd^1D_2$ переходи. В роботі [10] було зареєстровано рідбергівські серії $4sns^1S_0$ ($n = 14 \div 31$), $4snd^1D_2$ ($n = 12 \div 35$), $4snf^{1,3}F_J$ ($n = 8 \div 26$) і $4snp^3P_{0,1,2}$ ($n = 10 \div 40$). Синглетні терми збуджувалися за двоступеневою схемою. На першому ступені внаслідок двофотонного переходу заселявся рівень $4s5s^1S_0$, після чого відбувалися радіаційні переходи на нижній рівень $4s4p^1P_1$. З цього рівня атоми переводилися в рідбергівські $4sns^1S_0$ і $4snd^1D_2$ стани випромінюванням другого лазера. Рідбергівська серія $4snf^{1,3}F_J$ збуджувалася при двофотонних переходах з рівня $4s4p^1P_1$. У цій роботі вперше виміряно спектр $4snf^{1,3}F_J$ термів до значення $n = 26$.

Перше дослідження синглетних рідбергівських спектрів цинку в міліметровому діапазоні довжин хвиль було виконано нами, і результати цих досліджень наведено в [11]. Модифікація спектрометра, вимірювання частот чотирьох переходів між рівнями $4snf^3F_3$ та $4s(n+1)f^3F_3$ триплетних станів атомів цинку методами мікрохвильової спектроскопії та розрахунок констант розкладання квантового дефекту 3F_3 станів також виконано нами та опубліковано в [12].

2. Спектрометр

Для досліджень атомів цинку в триплетних рідбергівських станах використовувався лазерно-мікрохвильовий спектрометр, раніше описаний нами в [12]. Було модифіковано систему лазерного збудження для дослідження саме триплетних станів атомів цинку за вибраною схемою, а також джерело атомного пучка. Початкові для мікрохвильового випромінювання триплетні рідбергівські стани атомів цинку збуджувалися за триступеневою схемою:



Перехід з основного стану $4s^1S_0$ на рівень $4s4p^3P_1$ здійснювався під дією лазерного випромінювання з довжиною хвилі ≈ 307.6 нм. Випромінювання було отримано шляхом подвоєння в кристалі KDP частоти випромінювання лазера на суміші барвників R610 та R640 в етанолі, який працював на довжині хвилі ≈ 615 нм. Другий ступінь збудження зі стану $4s4p^3P_1$ в $4s4d^3D_1$ стани отримано дією випромінювання другої гармоніки ($\lambda = 330.25$ нм) лазера на розчині барвника DCM в етанолі, де отримано випромінювання з довжиною хвилі 660.5 нм. І нарешті, третій ступінь лазерного збудження – до станів $4snP(F, G)$, відбувався дією випромінювання лазера на барвнику LDS751 в диметилсульфоксиді (DMSO), який перестроювався в діапазоні 765 ÷ 780 нм. Використання одного з найбільш полярних з розчинників лазерних барвників обумовлено необхідністю зрушення смуги флуоресценції барвника в довгохвильову область. Вся лінійка лазерів на барвниках збуджувалась другою гармонікою випромінювання одного імпульсного лазера YAG: Nd³⁺ з модуляцією добротності, який працював з частотою повторення імпульсів 12.5 Гц.

Джерелом атомного пучка служила титанова порожниста циліндрична капсула, у яку вкладались гранули цинку. Капсула нагрівалась випромінюванням розташованої навколо неї спіралі, розміщеної в циліндричному екрані з нікелю, який має віддзеркалюючу внутрішню поверхню. Вся конструкція цієї печі розміщувалась в екрані з міді, який охолоджувався проточною водою. Це конструктивне рішення дозволило зменшити випромінювання печі і знизити його вплив на збуджені атоми і систему реєстрації спектрометра. Для контролю температури нагріву використовувалась термopара, яка мала термічний контакт із зовнішньою поверхнею циліндра капсули. Атомний пучок формувался, проходячи через отвір в порожнистому циліндрі діаметром 0.35 мм, діафрагму екрана з міді діаметром 2 мм, ділянки шляху зі створеним електричним полем, яке стримує електрони, та іонний уловлювач. Отже, в зону взаємодії попадали лише нейтральні атоми. Концентрація пару, достатня для надійної реєстрації рідбергівських станів атомів цинку, досягалася при нагріванні печі до температури ≈ 750 К.

Усі три випромінювання (випромінювання лазерів або їх гармоніки) за допомогою дзер-

кал і призм заводились у зону взаємодії атомів з випромінюваннями, яка знаходиться між двома паралельними пластинами, що створюють іонізаційний осередок – плоский конденсатор. В одній з пластин зроблено 144 отвори діаметром 0.35 мм і за нею розміщено вторинно-електронний помножувач каналового типу (каналотрон). У зону взаємодії через окреме вікно заводилось також мікрохвильове випромінювання. Лазерні випромінювання створювали ансамбль атомів в рідбергівських станах з наперед заданим набором квантових чисел. Ці стани були початковими для подальшого збудження мікрохвильовим випромінюванням. Шляхом перестроювання синтезатора мікрохвильового випромінювання при збігові його частоти з частотою відповідного переходу атоми збуджувались у стани з більшим значенням енергії, у яких для іонізації необхідне електричне поле з меншим значенням напруженості. Реєстрація рідбергівських атомів виконувалася методом польової іонізації: до однієї з пластин прикладався імпульс напруги, амплітуда якого точно визначалася при реєстрації порогу іонізації. В результаті рідбергівські атоми іонізувались в однорідному електричному полі, створеному іонізаційним конденсатором. Амплітуда іонізуючого імпульсу встановлювалася до значення 1500 В з кроком 1 В. Вільні електрони, що утворилися при іонізації, прискорювались іонізуючим полем в напрямку каналотрона системи реєстрації, проходили через отвори пластини, реєструвались вторинним електронним помножувачем. Сигнал відгуку каналотрона підсилювався і подавався на швидкий аналого-цифровий перетворювач (АЦП), піддавався попередній обробці і зчитувався комп'ютером.

Тиск залишкових газів у камері, де відбувалася взаємодія атомів з випромінюваннями і полем, не перевищував 10^{-5} мм рт. ст.

Спрощену схему лазерної системи збудження показано на схемі спектрометра на рис. 1. Основне випромінювання неодимового лазера (1064 нм) перетворюється на другу гармоніку в нелінійному кристалі ніобата літію з температурним підстроюванням умов синхронізму. За допомогою фільтра випромінювання другої гармоніки виокремлюється та розділяється на три пучки, кожен з яких використовується для накачування окремого лазера на барвнику. Всі три лазерні

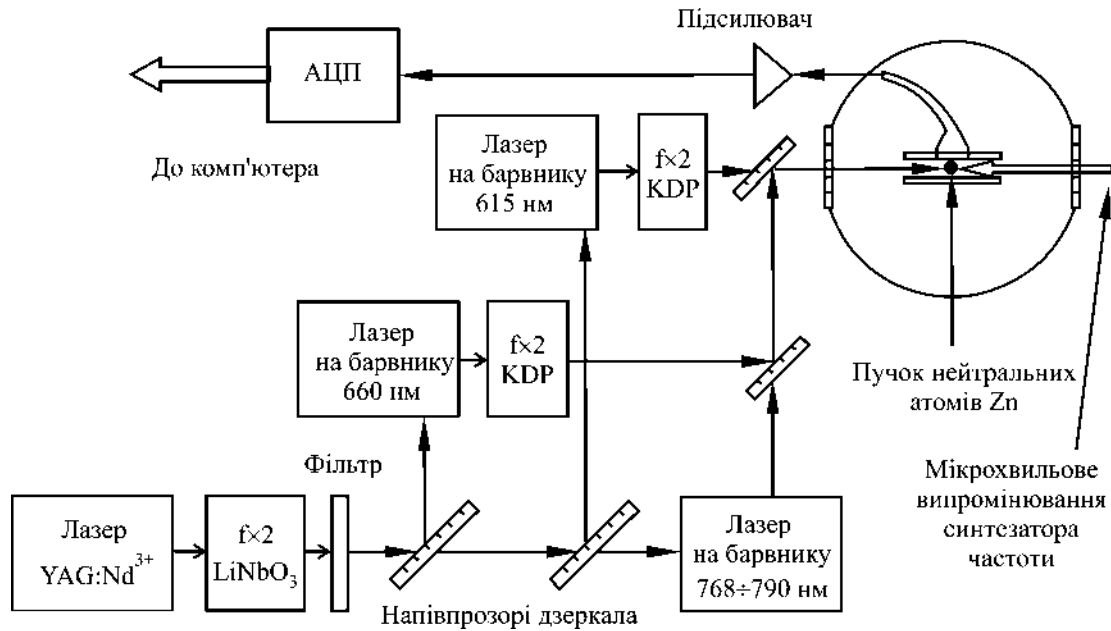


Рис. 1. Спрощена схема спектрометра

на барвниках сконструйовано за схемою з поперечним накачуванням барвника і ковзним падінням випромінювання на дифракційні ґрати. Перестроювання лазерів здійснюється поворотом дзеркала через важіль за допомогою мікрометричного гвинта. Випромінювання лазерів першого і другого ступенів збудження перетворюється в другу гармоніку в нелінійних кристалах KDP і за допомогою дзеркал вводяться в вакуумну камеру так, щоб випромінювання всіх трьох ступенів збудження співпадали в області взаємодії навпроти отворів в заземленій пластині іонізаційного конденсатора, за якою встановлено каналотрон.

3. Збудження атомів Zn I у рідбергівські $4sn^3P_j$, $4snf^3F_j$ стани

Наявність запису спектру збудження атомів цинку в триплетні стани лазерними випромінюваннями не є обов'язковим для реєстрації мікрохвильових спектрів. Але з вигляду такого спектру можна робити висновки про межі збудження атомів, що досліджуються, якість настройки лазерів. Тому перш ніж розпочати реєстрацію мікрохвильових спектрів, ми завжди реєстрували спектр збудження. Для цього лазери першого і другого ступенів настраювались на частоти відповідних переходів, з огляду на обрану схему збудження, яка забезпечувала за-

селення потрібного рівня. Лазер третього ступеня збудження плавно перестроювався за частотою від межі іонізації у бік збільшення довжини хвиль генерації.

При вимірюванні частот переходів атомів між двома рідбергівськими станами немає потреби в точному визначенні енергій рівнів атомів в триплетних станах, тому енергія розраховувалася з використанням даних авторів роботи [13].

Ширина ліній, що спостерігались в спектрі збудження, значною мірою визначається шириною лінії випромінювання лазера останнього ступеня збудження. Перекриття ліній за рівнем 0.5 спостерігається при $n \approx 60$, що відповідає енергетичному зазору між рівнями $\approx 1 \text{ см}^{-1}$.

Ділянку спектру збудження атомів цинку в триплетних рідбергівських станах лазерним випромінюванням показано на рис. 2. З перестроюванням лазера третього ступеня збудження спостерігаються переходи зі станів $4s4d^3D_{1,2}$, отриманих дією випромінювань лазерів перших двох ступенів збудження, в стани $4sn^3F_{2,3}$. Випромінюванням першого ступеня збудження з довжиною хвилі 307.5 нм можна отримати лише стани $4s4p^3P_1$. Переходи в два інших стани мультиплету неможливі, оскільки, крім додаткових щодо $4s4p^3P_1$ обмежень правилами відбору, вони ще відокремлені від найбільш вірогідного переходу відповідно на 190 і 389 см^{-1} .

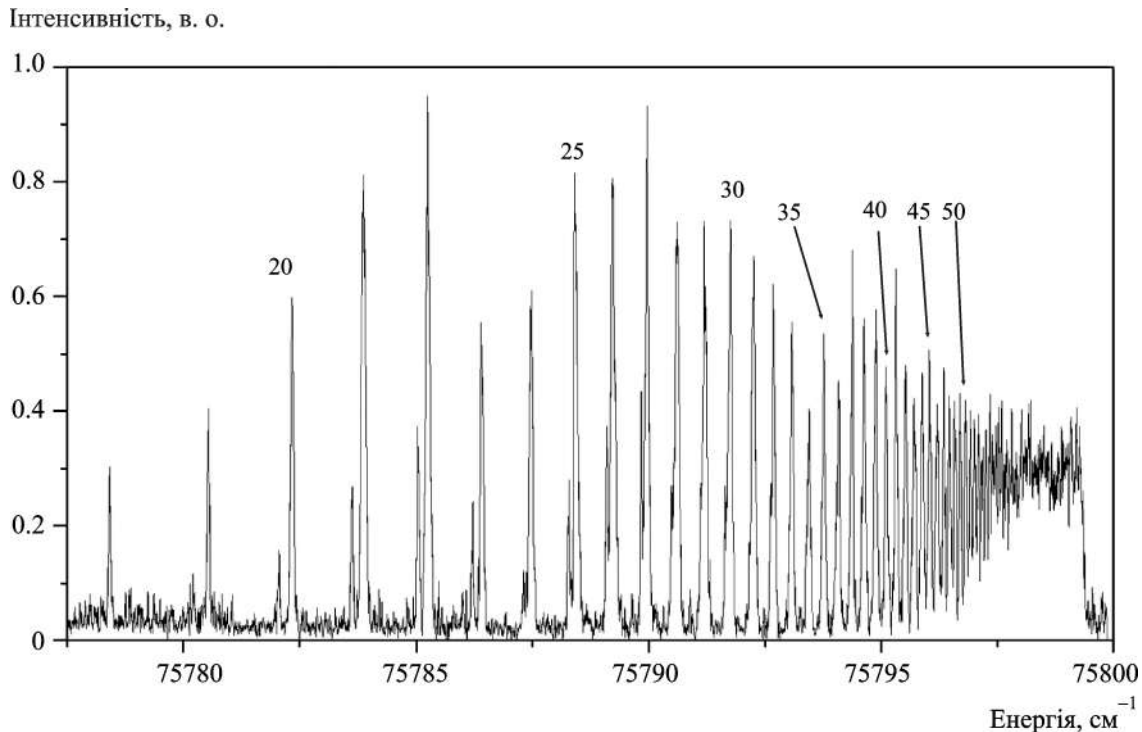


Рис. 2. Ділянка спектру збудження атомів цинку в триплетні рідбергівські стани

Під дією випромінювання з довжиною хвилі 330.3 нм можна отримати другий ступень збудження атомів зі стану $4s4p\ ^3P_1$ до $4s4d\ D$ й до $4s4d\ ^3D_2$ станів. При цьому перетини поглинання і, як наслідок, заселення рівнів при збудженні для переходів співвідносяться як 0.11 і 0.32 відповідно.

Через перестроювання лазера третього ступеня збудження можуть заселятися з рівня $4s4d\ ^3D_1$ рівень $4snf\ ^3F_2$, з рівня $4s4df\ ^3D_2$ рівень $4sn\ ^3F_3$. Саме ці лінії й спостерігаються у спектрі, наведеному на рис. 2.

Не існує заборони і на переходи в P стани, але ці лінії збудження в спектрі не спостерігаються. Вірогідною причиною цього є те, що лінії $4snp\ ^3P_1$ серії мають бути на порядок слабкішими за інтенсивністю від ліній $4snf\ ^3F_j$ серії.

Зменшення рівня сигналу для ліній з $n < 20$ пов'язане з тим, що амплітуда іонізуючого поля є недостатньою для ефективною іонізації атомів в стані з такими значеннями n . У цих випадках спостерігається лише часткова іонізація внаслідок зіткнень, лазерної іонізації рідбергівських рівнів та інших причин.

Різке зменшення іонізаційного струму при значенні суми енергій $E = 75766.5\ \text{см}^{-1}$ відповідає досягненню порога іонізації.

4. Порогові залежності

До вигляду порогової залежності триплетних станів ставляться такі ж вимоги, як і до залежності станів синглетних. Для прикладу на рис. 3 показано порогову залежність для рівня $4s27f\ ^3F$ – триплетного стану атома цинку. Точка перегину відповідає напрузі 415 В, збільшення сигналу від 0.1 до 0.9 максимальної амплітуди (ширина порогу) відбувається з підвищенням напруги на 40 В. Пороги іонізації для сусідніх рівнів $4s28f\ ^3F_3$ і $4s26f\ ^3F_3$ становлять 491 і 365 В відповідно, на кривій не помітно стрибків струму при досягненні відповідних амплітуд іонізуючого імпульсу. Це свідчить про те, що сусідні рівні не заселяються. Такий вигляд порогової залежності дає надію на реєстрацію мікрохвильових спектрів атомів цинку в триплетних станах.

Подібно до інших атомів, що мають два валентних електрони на останній орбіталі, при збудженні цинку в синглетні стани спостерігалось також збудження автоіонізаційних станів. В такому разі в процесі експерименту навіть за відсутності іонізуючого поля реєструвалося помітне збільшення струму каналотрона під час налаштування лазера першого ступеня на резонансний перехід $4s4p\ ^1S_0 \rightarrow 4s4d\ ^1D_2$ при двофотонному

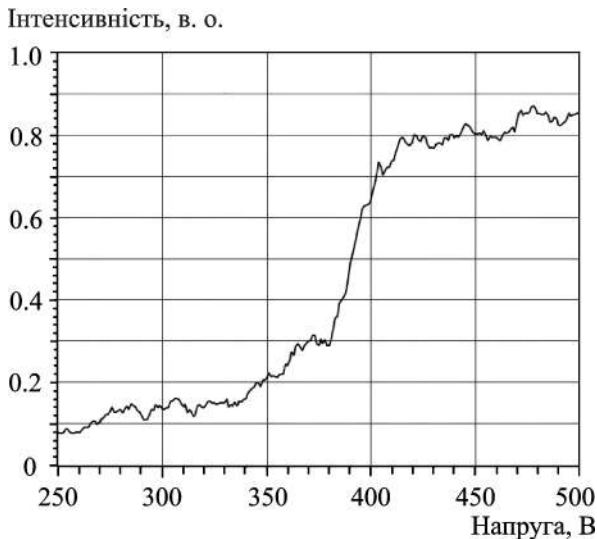


Рис. 3. Порогова залежність для рівня $4s27f\ ^3F_3$ атома цинку

поглинанні випромінювання з довжиною хвилі 320 нм, що пов'язане з лазерною іонізацією атома. При збудженні цинку в найнижчий триплетний стан $4s4p\ ^3P_1$ автоіонізаційні рівні не можуть проявитись, адже сума енергії двох збуджених в найнижчий триплетний стан електронів випромінюванням з довжиною хвилі 307.5 нм є недостатньою для подолання порогу іонізації. Тому різкого збільшення відгуку каналотрона під час налаштування лазера першого ступеню збудження на резонансний перехід не спостерігається. Ця обставина суттєво ускладнює налаштування на частоти лазера першого ступеня збудження атомів цинку в триплетні рідбергівські стани. Не спостерігається також реакції системи реєстрації на налаштування лазера другого ступеня збудження. Тому єдиним способом налаштування лазерів залишається використання джерел лінійчатого спектру в поєднанні з монохроматором та терпіння дослідників.

5. Реєстрація мікрохвильових спектрів

Для реєстрації мікрохвильових спектрів використовується синтезатор частоти, керований комп'ютером за заданою програмою. Стани атомів, що є початковими для взаємодії з мікрохвильовим випромінюванням, отримано шляхом послідовного збудження випромінюванням трьох лазерів або їх гармоніками. Реєстрація лише збуджених мікрохвильовим випромінюванням атомів реалізується через іонізацію атомів в

електричному полі точно визначеної напруженості. Цей метод реєстрації збуджених атомів називається методом польової іонізації. З вигляду порогової залежності (див. рис. 3) помітно, що іонізація атомів починає відбуватись зі значеннями напруженості поля, що перевищують значення прикладеної напруги 400 В. Тому для реєстрації мікрохвильового спектру доцільно вибрати значення напруги на початку найбільшої крутизни на графіку порогової залежності. Отже, атоми, що збуджуються до рідбергівських станів лише лазерним випромінюванням, вносять мінімальний вклад в інтенсивність сигналу каналотрона, а збуджені мікрохвильовим випромінюванням атоми створюють найбільший відгук.

Мікрохвильові спектри реєструються під управлінням комп'ютера при настроюванні всіх лазерів на ступінчасте збудження відповідного рідбергівського стану атомів та при значенні напруженості іонізаційного поля, визначеному з порогової залежності для цього стану. Створена програма дозволяє встановити межі частоти синтезатора та крок перестроювання, частоту спрацювання лазера, параметри цифрового інтегрування сигналу каналотрона та низку службових налаштувань.

Цикл реєстрації спектру починається командою до запуску лазера. Накачування трьох лазерів системи збудження здійснюється під впливом лазерного випромінювання, запускається відлік затримки імпульсу іонізації, починає робити АЦП. Нейтральні атоми цинку взаємодіють з лазерними та мікрохвильовим випромінюваннями і лише у разі збігу частоти переходу з частотою синтезатора збуджуються у стан, з якого будуть іонізовані імпульсним електричним полем. Сигнал каналотрону приходить в АЦП, обробляється мікроконтролером і зчитується комп'ютером. Після цього змінюється частота синтезатора відповідно до заданого кроку. Цикл повторюється. Для збільшення відношення сигнал/шум вимірювання частоти у діапазоні реєстрації спектру повторюється від 10 до 200 разів.

В колах на стрілках на рис. 4 показано номери мікрохвильових переходів відповідно до позначень в таблицях цієї роботи. Стрілки без позначень – третій ступінь лазерного збудження з рівня $4s4d\ ^3D_2$.

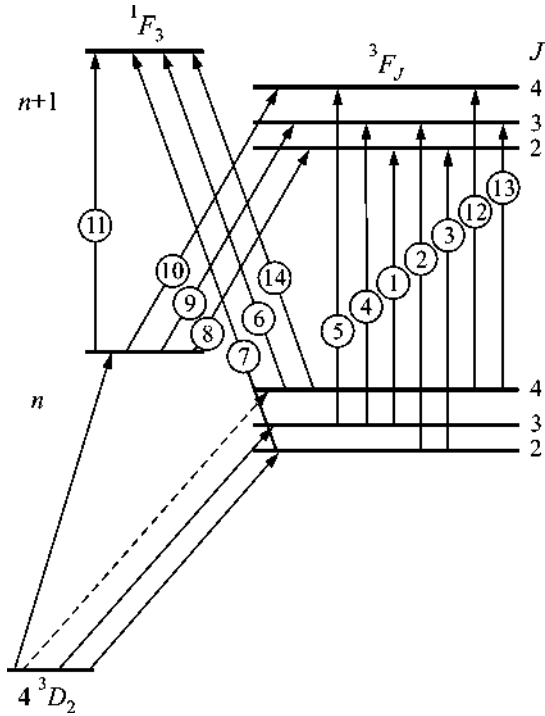


Рис. 4. Загальна структура двофотонного переходу типу $4snf^{2S+1}F_J \rightarrow 4s(n+1)f^{2S+1}F_J$.

Приклади зареєстрованих спектрів переходів між триплетними рідбергівськими станами атомів цинку наведено на рис. 5–7.

6. Ідентифікація переходів

Для ідентифікації переходів між триплетними рідбергівськими станами атомів цинку нами використано



Рис 5. Фрагмент запису переходів $30^{2S+1}F_J \rightarrow 31^{2S+1}F_J$ (до табл. 2). Над вершинами вказано номери переходів з табл. 2

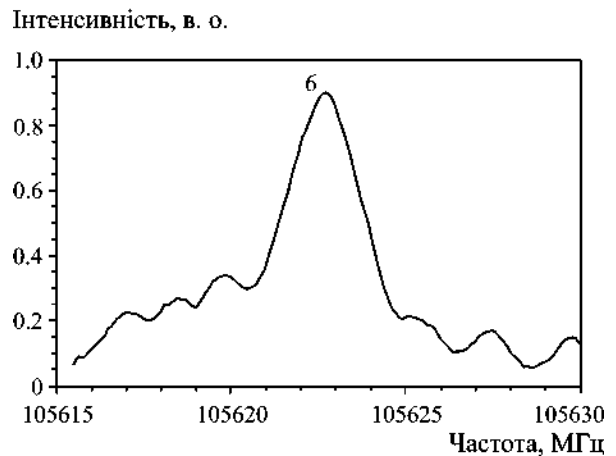
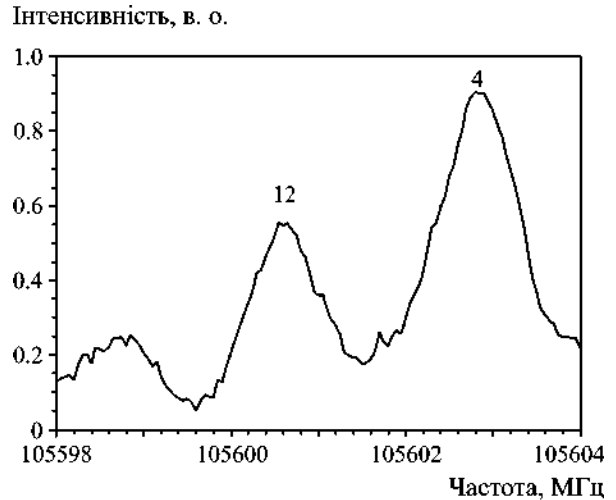


Рис 6. Фрагменти запису переходів $31^{2S+1}F_J \rightarrow 32^{2S+1}F_J$, (до табл. 3). Над вершинами вказано номери переходів з табл. 3

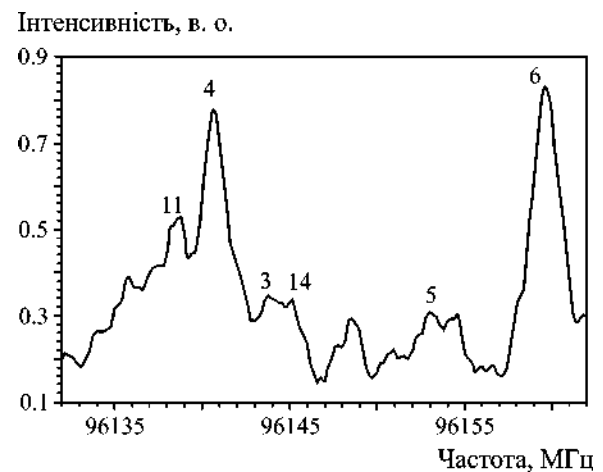


Рис 7. Фрагмент запису переходів $32^{2S+1}F_J \rightarrow 33^{2S+1}F_J$, (до табл. 4). Над вершинами вказано номери переходів з табл. 4

стано результати спектральних досліджень інших авторів, виконаних методами оптичної спектроскопії для низьких значень головного квантового числа $n = 4 \div 7$, [6–9, 14, 15]. Ці дані наведено у зведеній табл. 1 (запозичено з роботи [14]).

На жаль, таких даних для цинку надто мало, вони мають низьку точність, тому, власне, і знадобилося виконати нашу роботу методами мікрохвильової спектроскопії. Іншим потужним допоміжним засобом розв’язання проблеми ідентифікації триплетних переходів стали результати наших досліджень синглетних переходів, виконаних з високою точністю [11].

З табл. 1 видно, що для масштабного переносу структури F -термів в рідбергівські стани із застосуванням множника n^3 найбільш придатними

є дані для F -термів з $n = 4 \div 5$ та для G -термів з $n = 5 \div 6$.

В своїх дослідженнях деякі автори зазначають, що оптичний спектр цинку показує багато ліній, що відповідають “забороненим переходам” [16]. Для ідентифікації ліній, що спостерігались, нам також слід скористатись наявністю “заборонених переходів”. Загальна структура $F_J \rightarrow F_{J'}$ переходів зображена на рис. 4.

Мікрохвильові спектри двофотонних переходів, що спостерігались нами, показано на рис. 5–7. Цифрами на спектрах позначено переходи відповідно до загальної структури на рис. 4. Частоти переходів $4snf^{2S+1}F_J \rightarrow 4s(n+1)f^{2S'+1}F_{J'}$ між рідбергівськими станами атомів цинку наведено в табл. 2–6.

Таблиця 1. Енергії низки рівнів нейтрального атома цинку (Zn I)

Енергетичний рівень		Енергія, см ⁻¹ (дані роботи [14])	Енергія, см ⁻¹ (дані роботи [6])	Енергія, см ⁻¹ (інші роботи)
7g	³ G	73525.239(39)	73517.0	73525
7g	¹ G	73525.190(48)	73517.0	73525
6g	³ G	72714.280(32)	72710.2	72714
6g	¹ G	72714.263(32)	72710.2	72714
6f	³ F	72690.291(21)	72690.8	72691
5g	¹ G ₄	71369.257(23)	71373.8	71369
5g	³ G ₄	71369.251(19)	71373.8	71369
5g	³ G ₃	71369.249(21)	71373.8	71369
5g	³ G ₅	71369.258(29)	71373.8	71369
5f	¹ F ₃	71336.131(21)	71336.15	71330
5f	³ F ₄	71336.018(26)	71335.6	71330
5f		71335.889(23)	71335.6	71330
5f	³ F ₂	71335.887(29)	71335.6	71330
7p	¹ P ₁	71218.963(43)	71219.02	71246
6d	³ D ₃	71214.259(17)	71214.29	71195
6d	³ D ₂	71212.991(23)	71213.02	71195
6d	³ D ₁	71212.153(23)	71212.18	71195
6d	¹ D ₂	71051.053(19)	71050.47	70919
4f	¹ F ₃	68834.247(18)	68834.25	68825
4f	³ F ₄	68834.029(19)	68834.03	68825
4f	³ F ₃	68833.873(23)	68833.93	68825
4f	³ F ₂	68833.817(22)	68833.79	68825

Таблиця 2. Двофотонні переходи $30^{2S+1}F_J \rightarrow 31^{2S'+1}F_{J'}$.

Номер переходу	Двофотонні переходи $30^{2S+1}F_J \rightarrow 31^{2S'+1}F_{J'}$		Частота переходу, МГц		ΔF , МГц
			Експеримент	Розрахунок	
1	3F_3	3F_2	116340.3	116340.8	-0.5
2	3F_2	3F_3	116358.3	116358.0	0.3
3	3F_2	3F_2	116350.78	116351.09	-0.31
4	3F_3	3F_3	116348.87	116348.63	-0.24
5	3F_3	3F_4	116363.9	116364.16	-0.26
6	3F_3	1F_3	-	116372.21	-
7	3F_2	1F_3	-	116398.45	-
8	1F_3	3F_2	-	116298.83	-
9	1F_3	3F_3	116322.8	116322.6	0.2
10	1F_3	3F_4	116341.9	116341.0	0.9
11	1F_3	1F_3	116346.4	116346.19	0.21
12	3F_4	3F_4	116347.8	116347.02	0.6
13	3F_4	3F_3	116330.0	116331.5	-1.5
14	3F_4	1F_3	116354.2	116355.08	-0.88

Таблиця 3. Двофотонні переходи $31^{2S+1}F_J \rightarrow 32^{2S'+1}F_{J'}$.

Номер переходу	Двофотонні переходи $31^{2S+1}F_J \rightarrow 32^{2S'+1}F_{J'}$		Частота переходу, МГц		ΔF , МГц
			Експеримент	Розрахунок	
1	3F_3	3F_2	105581.0	105580.98	0.02
2	3F_2	3F_3	105611.5	105611.08	0.42
3	3F_2	3F_2	105603.93	105607.76	-0.83
4	3F_3	3F_3	105602.94	105602.60	0.34
5	3F_3	3F_4	105617.0	105616.7	0.3
6	3F_3	1F_3	105623.21	105624.04	-0.83
7	3F_2	1F_3	105647.1	105647.23	0.13
8	1F_3	3F_2	105577.3	105577.4	-0.1
9	1F_3	3F_3	105580.0	105579.2	0.8
10	1F_3	3F_4	105593.8	105593.14	0.66
11	1F_3	1F_3	105600.25	105600.46	-0.21
12	3F_4	3F_4	105601.6	105601.2	0.4
13	3F_4	3F_3	105585.4	105587.1	-1.7
14	3F_4	1F_3	105607.0	105608.5	-1.5

Таблиця 4. Двофотонні переходи $32^{2S+1}F_J \rightarrow 33^{2S'+1}F_{J'}$

Номер переходу	Двофотонні переходи $32^{2S+1}F_J \rightarrow 33^{2S'+1}F_{J'}$		Частота переходу, МГц		ΔF , МГц
			Експеримент	Розрахунок	
1	3F_3	3F_2	96120.1	96120.59	-0.49
2	3F_2	3F_3	96160.41	96161.92	-1.1
3	3F_2	3F_2	96143.46	96142.21	1.25
4	3F_3	3F_3	96140.654	96140.301	0.353
5	3F_3	3F_4	96152.0	96153.17	-1.17
6	3F_3	1F_3	96159.736	96159.846	-0.11
7	3F_2	1F_3	96182.3	96181.466	0.834
8	1F_3	3F_2	96097.6	96099.153	-1.5
9	1F_3	3F_3	96117.725	96118.865	-1.14
10	1F_3	3F_4	96133.0	96131.73	1.27
11	1F_3	1F_3	96138.6	96138.4	0.2
12	3F_4	3F_4	96139.7	96139.06	0.65
13	3F_4	3F_3	96127.0	96126.19	0.81
14	3F_4	1F_3	96145.62	96145.73	-0.11

Таблиця 5. Двофотонні переходи $33^{2S+1}F_J \rightarrow 34^{2S'+1}F_{J'}$

Номер переходу	Двофотонні переходи $33^{2S+1}F_J \rightarrow 34^{2S'+1}F_{J'}$		Частота переходу, МГц		ΔF , МГц
			Експеримент	Розрахунок	
1	3F_3	3F_2	—	87757.583	—
2	3F_2	3F_3	—	87795.317	—
3	3F_2	3F_2	87777.8	87777.295	0.505
4	3F_3	3F_3	87775.8	87775.605	0.195
5	3F_3	3F_4	—	87787.37	—
6	3F_3	1F_3	—	87793.474	—
7	3F_2	1F_3	—	87813.185	—
8	1F_3	3F_2	—	87738.039	—
9	1F_3	3F_3	—	87756.06	—
10	1F_3	3F_4	87767.3	87767.826	-0.526
11	1F_3	1F_3	87773.1	87773.929	-0.829
12	3F_4	3F_4	87774.2	87774.502	-0.302
13	3F_4	3F_3	—	87762.736	—
14	3F_4	1F_3	87780.4	87780.605	-0.205

Таблиця 6. Двофотонні переходи $34^{2S+1}F_J \rightarrow 35^{2S'+1}F_{J'}$

Номер переходу	Двофотонні переходи $34^{2S+1}F_J \rightarrow 35^{2S'+1}F_{J'}$		Частота переходу, МГц		ΔF , МГц
			Експеримент	Розрахунок	
1	3F_3	3F_2	73730.5	73730.66	-0.16
2	3F_2	3F_3	–	73762.36	–
3	3F_2	3F_2	–	73747.18	–
4	3F_3	3F_3	73746.0	73745.84	0.16
5	3F_3	3F_4	73755.51	73755.75	-0.24
6	3F_3	1F_3	73758.5	73760.89	-2.4
7	3F_2	1F_3	–	73777.41	–
8	1F_3	3F_2	–	73714.28	–
9	1F_3	3F_3	–	73729.46	–
10	1F_3	3F_4	–	73739.37	–
11	1F_3	1F_3	73744.75	73744.51	0.24
12	3F_4	3F_4	–	73744.965	–
13	3F_4	3F_3	73734.0	73735.06	-1.06
14	3F_4	1F_3	73750.1	73750.10	0

7. Квантовий дефект для серій D , F та G триплетних станів атомів цинку

Оскільки атом цинку має два валентних електрони поза останньою замкнутою оболонкою, для опису його спектра необхідно використовувати багатоканальну теорію квантового дефекту (MQDT) [13]. Однак аналіз даних оптичної спектроскопії показав, що F і G серії, а також серія nD з великими значеннями n не збурені або вкрай слабо збурені міжканальними взаємодіями [17]. Тому нами застосовано модель одноканального квантового дефекту, що цілком прийнятно для нашої експериментальної точності. Згідно теорії енергія рівня описується формулою Рідберга:

$$E(n, L, J) = -hcR_{Zn}/(n^*)^2 = -hcR_{Zn}/(n - \delta_{nLJ})^2, \quad (1)$$

де h – постійна Планка, c – швидкість світла, R_{Zn} – константа Рідберга для цинку, δ_{nLJ} – квантовий дефект, $n^* = n - \delta_{nLJ}$. Для розрахунків використано значення $R_{Zn} = 109736.39506 \text{ см}^{-1}$ з роботи [17]. Квантовий дефект δ_{nLJ} може бути визначений за допомогою виразу Рітца:

$$\delta_{nLJ} = \delta_0^{LJ} + \delta_2^{LJ}/(n^*)^2 + \delta_4^{LJ}/(n^*)^4 + \dots \quad (2)$$

Частоти мікрохвильових переходів визначались через апроксимацію контуром Лоренца експериментальних записів. З метою отримання найбільшої достовірності центральна частота експериментальних реалізацій визначалась через усереднення результатів обробки декількох індивідуальних реєстрацій спектрів.

Методом найменших квадратів були визначені значення коефіцієнтів розкладання квантового дефекту за формулою Рітца, δ_0^{LJ} і δ_2^{LJ} для 1D станів та δ_0^{LJ} для F і G станів, наведених у табл. 7.

У табл. 2–6 у останньому стовпці показана різниця виміряних і розрахованих за допомогою формул (1) і (2) частот переходів з використанням коефіцієнтів з табл. 7. Як ваговий коефіцієнт при апроксимації (стовпець 4) ми вибрали ширину лінії FWHM. Як видно, найбільша ширина спостерігалася у однофотонних $nF \rightarrow (n+1)G$ переходів, $nF \rightarrow (n+2)D$ і $(n+3)D$ переходів з великим значенням n . Поява не знакозміної помилки “obs-calc” для однофотонної $nF \rightarrow (n+2)D$ серії і її збільшення зі зростанням головного квантово-

Таблиця 7. Коефіцієнти квантового дефекту

Рівень	δ_0^{LJ}	δ_2^{LJ}	Публікації
1D_2	1.233899(99)	-1.582(68)	Ця робота
1D_2	1.225	–	[11] (експеримент)
1F_3	0.029134(56)	–	Ця робота
1F_3	0.024	–	[11] (експеримент)
1F_3	0.01976	-0.03744	[19] (теорія)
3F_2	0.0296(2)	–	Ця робота
3F_3	0.0295152(20)	–	Ця робота
3F_4	0.0292(2)	–	Ця робота
1G_4	0.00794(6)	–	Ця робота
1G_4	0.00616	-0.02810	[19] (теорія)

го числа свідчать про домінуючий внесок квадратичного ефекту Штарка в ширину ліній (вплив різних чинників на ширину резонансу докладно розглядався нами в [18]). Середньоквадратичне відхилення вимірних частот від розрахованих становить $\sigma_{\text{RMS}} = 3.1$ МГц, а зважене середньоквадратичне відхилення $\sigma_w = 0.26$, що підтверджує правомірність використання одноканальної теорії квантового дефекту. Константи квантового дефекту наведено в табл. 7. В таблиці для порівняння наведено також коефіцієнти квантового дефекту з праць [11] та [19].

8. Висновок

Виміряно частоти $F \rightarrow D$, $F \rightarrow F$ та $F \rightarrow G$ переходів між триплетними рідбергівськими станами атомів цинку. Це дало змогу отримати константи розкладання квантового дефекту за формулою Рітца для D , F та G станів атомів цинку, що створює можливість розраховувати енергії цих термів і частоти переходів щонайменше на два порядки точніше порівняно з аналогічними вимірюваннями методами оптичної спектроскопії.

Автори висловлюють подяку В. В. Ілюшину та В. О. Єфремову за корисні дискусії та підтримку в роботі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Biemont E. and Godefroid M. A Reassessment of the Zinc Solar Abundance. *Astron. Astrophys.* 1980. Vol. 84, No. 3. P. 361–363.
2. Sneden C., Gratton R. G., and Crocker D. A. Trends in copper and zinc abundances for disk and halo stars. *Astron. Astrophys.* 1991. Vol. 246, No. 2. P. 354–367.
3. Brown C. M. and Tilford S. G. Absorption spectra of Zn I and Cd I in the 1300–1750 Å region. *J. Opt. Soc. Am.* 1975. Vol. 65, Is. 12. P. 1404–1409. DOI: 10.1364/JOSA.65.001404
4. Gullberg D. and Litzen U. Accurately measured wavelengths of Zn I and Zn II Lines of Astrophysical interest. *Phys. Scr.* 2000. Vol. 61, No. 6. P. 652–656.
5. COMMENTS.UA. Які захворювання викликає дефіцит цинку в організмі. URL: <https://health.comments.ua/ua/news/vitamins-and-nutritional-supplements/yaki-zahvoryuvannya-viklikae-deficit-cinku-v-organizmi-676087.html> (дата звернення 9.06.2021).
6. NIST. *Atomic Spectra Database*. URL: <http://physics.nist.gov/asd> (viewed 9.06.2021).
7. Eshkobilov N. B. Laser spectroscopy of the Rydberg states of atoms group IIB (Zn, Cd, Hg). *J. Appl. Spectrosc.* 2000. Vol. 67, No. 2. P. 343–345. DOI: 10.1007/bf02681856
8. Nadeem A., Nawaz M., Bhatti S. A., and Baig M. A. Multi-step laser excitation of the highly excited states of zinc. *Opt. Commun.* 2006. Vol. 259, Is. 2. P. 834–839. DOI: 10.1016/j.optcom.2005.08.075
9. Nawaz M., Nadeem A., Bhatti S. A., and Baig M. A. Two-step laser excitation of $4snd\ ^3D_{1,2,3}$ and $4sns\ ^3S_1$ states from the $4s4p\ ^3P$ levels in zinc. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2006. Vol 39, No. 4. P. 871–882.
10. Sugar J. and Musgrove A. Energy levels of Zinc, Zn I through Zn XXX. *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1995. Vol. 24, No. 6. P. 1803–1872. DOI: 10.1063/1.555971
11. Kutsenko A. S., MacAdam K. B., Dyubko S. F., and Pogrebnyak N. L. Millimeter-wave spectroscopy of Zn I in 1D_2 , 1F_3 and 1G_4 Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2015. Vol. 48, No. 24. id. 245005. DOI: 10.1088/0953-4075/48/24/245005
12. Погребняк М. Л., Дюбко С. П., Алексеев Є. А., Перепечай М. П., Ткачев А. І., Власенко С. О. Лазерно-мікроскопічний спектrometer та спектроскопія атомів цинку в триплетних рідбергівських станах. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2019. Т. 24, № 4. С. 272–284. DOI: 10.15407/rpra24.04.272
13. Gallagher T. F. *Rydberg Atoms*. New York: Cambridge University Press, 1994.
14. Civiš S., Fesus M., Chernov V. E., Zanozina E. M., and Juha L. Zn I spectra in the 1300–6500 cm^{-1} range. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2014. Vol. 134. P. 64–73. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2013.10.017
15. Gullberg D. and Litzen U. Accurately Measured Wavelengths of Zn I and Zn II Lines of Astrophysical Interest. *Phys. Scr.* 2000. Vol. 61, No. 6. P. 652–656.
16. Muntenbruch H. Die vervollständigung des termschemas von Zn I mit hilfe einer hohlkathodenentladung. *Spectrochimica Acta*. 1960. Vol. 16, Is. 9. P. 1040–1053, E5–E6. DOI: 10.1016/0371-1951(60)80144-0
17. Kompitsas M., Baharis C., and Pan Z. Rydberg states of zinc and measurement of the dipole polarizability of the Zn+

- ion. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1994. Vol. 11, No. 5. P. 697–702. DOI: 10.1364/JOSAB.11.000697
18. Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and MacAdam K. B. Microwave spectroscopy of Al I Rydberg states: F terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2003. Vol. 36, No. 18. P. 3797–3804. DOI: 10.1088/0953-4075/36/18/308
19. Shah M., Aisha G., Shahzada S., Haq S. U., and Nadeem A. Step-Wise Laser Excitation of the $4snf^3F$ Rydberg States of Neutral Zinc. *Spectrosc. Lett.* 2018. Vol. 51, Is. 1. P. 1–6. DOI: 10.1080/00387010.2017.1357636

REFERENCES

- BIEMONT, E. and GODEFROID, M., 1980. A Reassessment of the Zinc Solar Abundance. *Astron. Astrophys.* vol. 84, no. 3, p. 361–363.
- SNEDEN, C., GRATTON, R. G. and CROCKER, D. A., 1991. Trends in copper and zinc abundances for disk and halo stars. *Astron. Astrophys.* vol. 246, no. 2, pp. 354–367.
- BROWN, C. M. and TILFORD, S. G., 1975. Absorption spectra of Zn I and Cd I in the 1300–1750 Å region. *J. Opt. Soc. Am.* vol. 65, is. 12, pp. 1404–1409. DOI: 10.1364/JOSA.65.001404
- GULLBERG, D. and LITZEN, U., 2000. Accurately measured wavelengths of Zn I and Zn II Lines of Astrophysical interest. *Phys. Scr.* vol. 61, no. 6, pp. 652–656.
- COMMENTS.UA., 2021. *What diseases cause zinc deficiency in the body* [online]. (in Russian). [viewed 9 June 2021]. Available from: <https://health.comments.ua/ua/news/vitamins-and-nutritional-supplements/yaki-zahvoryuvannya-viklikae-deficit-cinku-v-organizmi-676087.html>
- NIST., 2021. *Atomic Spectra Database* [online]. [viewed 9 June 2021]. Available from: <http://physics.nist.gov/asd>
- ESHKOBILOV, N. B., 2000. Laser spectroscopy of the Rydberg states of atoms group IIB (Zn, Cd, Hg). *J. Appl. Spectrosc.* vol. 67, no. 2, pp. 343–345. DOI: 10.1007/bf02681856
- NADEEM, A., NAWAZ, M., BHATTI, S. A. and BAIG, M. A., 2006. Multi-step laser excitation of the highly excited states of zinc. *Opt. Commun.* vol. 259, is. 2, pp. 834–839. DOI: 10.1016/j.optcom.2005.08.075
- NAWAZ, M., NADEEM, A., BHATTI, S. A. and BAIG, M. A., 2006. Two-step laser excitation of $4snd^3D_{1,2,3}$ and $4sns^3S_1$ states from the $4s4p^3P$ levels in zinc. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 39, no. 4, pp. 871–882.
- SUGAR, J. and MUSGROVE, A., 1995. Energy levels of Zinc, Zn I through Zn XXX. *J. Phys. Chem. Ref. Data.* vol. 24, no. 6, pp. 1803–1872. DOI: 10.1063/1.555971
- KUTSENKO, A. S., MACADAM, K. B., DYUBKO, S. F. and POGREBNIYAK, N. L., 2015. Millimeter-wave spectroscopy of Zn I in 1D_2 , 1F_3 and 1G_4 Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 48, no. 24, id. 245005. DOI: 10.1088/0953-4075/48/24/245005
- POGREBNIYAK, N. L., DYUBKO, S. F., ALEKSEEV, E. A., PEREPECHAI, M. P., TKACHEV, A. I. and VLASENKO, S. A., 2019. Laser-microwave spectrometer and spectroscopy of zinc atom in triplet rydberg states. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 24, no. 4, pp. 272–284. (in Ukrainian). DOI: 10.15407/rpra24.04.272
- GALLAGHER, T. F., 1994. *Rydberg Atoms*. New York: Cambridge University Press.
- CIVIŠ, S., FERUS, M., CHERNOV, V. E., ZANOZINA, E. M. and JUHA, L., 2014. Zn I spectra in the 1300–6500 cm^{-1} range. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* vol. 134, pp. 64–73. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2013.10.017
- GULLBERG, D. and LITZÉN, U., 2000. Accurately Measured Wavelengths of Zn I and Zn II Lines of Astrophysical Interest. *Phys. Scr.* vol. 61, no. 6, pp. 652–656.
- MUNTENBRUCH, H., 1960. Die vervollständigung des termschemas von Zn I mit hilfe einer hohlkathodenentladung. *Spectrochimica Acta.* vol. 16, is. 9, pp. 1040–1053, E5-E6. DOI: 10.1016/0371-1951(60)80144-0
- KOMPITSAS, M., BAHARIS, C. and PAN, Z., 1994. Rydberg states of zinc and measurement of the dipole polarizability of the Zn^+ ion. *J. Opt. Soc. Am. B.* vol. 11, no. 5, pp. 697–702. DOI: 10.1364/JOSAB.11.000697
- DYUBKO, S. F., EFREMOV, V. A., GERASIMOV, V. G. and MACADAM, K. B., 2003. Microwave spectroscopy of Al I Rydberg states: F terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 36, no. 18, pp. 3797–3804. DOI: 10.1088/0953-4075/36/18/308
- SHAH, M., AISHA, G., SHAHZADA, S., HAQ, S. U. and NADEEM, A., 2018. Step-Wise Laser Excitation of the $4snf^3F$ Rydberg States of Neutral Zinc. *Spectrosc. Lett.* vol. 51, is. 1, pp. 1–6. DOI: 10.1080/00387010.2017.1357636

N. L. Pogrebnyak ^{1,2}, S. F. Dyubko ^{1,2},
M. P. Perepechai ², and A. S. Kutsenko ³

¹ Institute of Radio Astronomy,
National Academy of Sciences of Ukraine,
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002, Ukraine

² V. N. Karazin Kharkiv National University,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

³ Crimean Astrophysical Observatory,
vil. Naukove, Crimea, Ukraine

INVESTIGATION OF THE SPECTRUM OF ZN I ATOMS IN THE TRIPLET RYDBERG STATES

Purpose: This work aims at investigating the zinc atoms in the triplet preionization – Rydberg states. The energy levels of atoms having two electrons outside the closed shell were studied mainly by the optical spectroscopy methods. However, just using the microwave spectroscopy to measure the frequency of transitions between the two Rydberg states allows to increase the accuracy of measurements in two or more orders of magnitude.

Design/methodology/approach: A line of three dye lasers is used to excite the zinc atoms into the triplet Rydberg states with a predetermined set of quantum numbers. The radiation of the first two of them is transformed into the second harmonic in nonlinear crystals. Dye lasers are excited by the radiation of the second harmonic of one YAG: ND^{3+} laser. All three radiations are reduced to the zone of interaction with the laser and the microwave radiation, which is located between the plates of the ionization cell, where the pulsed electric field is created. The excited Rydberg atoms are recorded with the field ionization procedure. The beam of neutral atoms is created by an effusion cell under the vacuum conditions, the residual pressure does not

exceed 10^{-5} mm Hg. A pulsed electric field of some certain intensity results in ionization of atoms excited by microwave radiation and in acceleration of electrons, which have appeared in the direction of the secondary electron multiplier, though being insufficient for ionization of atoms excited only by the laser radiation and which are initial for interaction with microwaves. By scanning the microwave radiation frequency with the given step and measuring the signal intensity of the secondary electron multiplier, the excitation spectrum of the atoms under study can be obtained.

Findings: Using the created laser-microwave spectrometer, the frequencies of the $F \rightarrow D$, $F \rightarrow F$ and $F \rightarrow G$ transitions between the triplet Rydberg states of zinc atoms were measured. From the analysis made of the transition frequencies, the quantum defect decomposition constants were ob-

tained by the Ritz formula for the D , F , and G states of zinc atoms.

Conclusions: The frequencies of the $F \rightarrow D$, $F \rightarrow F$ and $F \rightarrow G$ transitions between the triplet Rydberg states of zinc atoms were measured that allowed obtaining the quantum defect decomposition constants according to the Ritz formula for the D , F and G states of zinc atoms, that in turn had allowed to calculate the energy of these terms and the transition frequencies at least in two orders of magnitude more accurately as against the similar measurements made by the optical spectroscopy.

Key words: zinc atom, triplet states of atoms, Rydberg states, laser excitation, microwave radiation

Стаття надійшла до редакції 17.06.2021