

РАДІОСПЕКТРОСКОПІЯ

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra24.04.272>

УДК 539.1.078; 539.184

PACS number: 07.57.Pt

М. Л. ПОГРЕБНЯК^{1,2}, С. П. ДЮБКО^{1,2}, Є. А. АЛЕКСЕЄВ^{1,2},
М. П. ПЕРЕПЕЧАЙ², А. І. ТКАЧЕВ², С. О. ВЛАСЕНКО²¹ Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна
E-mail: ealekseev@rian.kharkov.ua² Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна
E-mail: nikr@i.ua

ЛАЗЕРНО-МІКРОХВИЛЬОВИЙ СПЕКТРОМЕТР ТА СПЕКТРОСКОПІЯ АТОМІВ ЦИНКУ В ТРИПЛЕТНИХ РІДБЕРГІВСЬКИХ СТАНАХ

Предмет і мета роботи: *Предметом досліджень є атоми цинку в триплетних рідбергівських станах. Метою роботи є створення лазерно-мікрохвильового спектрометра для вимірювання частот переходів між триплетними рідбергівськими станами атома Zn I, вимірювання частот двофотонних переходів між триплетними $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ станами Zn I, визначення на основі отриманих експериментальних даних параметрів квантового дефекту для вказаних термів атома цинку.*

Методи і методологія: *Пучок нейтральних теплових атомів цинку формується всередині дослідної камери за допомогою печі Кнудсена та системи діафрагм. Потім системою лазерного збудження виконується селективне багатоступеневе переведення нейтральних атомів у задані рідбергівські стани, що є початковими для взаємодії з мікрохвильовим випромінюванням. Зондування досліджуваних переходів здійснюється за допомогою сканування частоти синтезатора мікрохвильового діапазону. Мікрохвильове поглинання атомів реєструється за значенням іонізаційного струму, що викликається електричним полем з точно визначеною напруженістю (метод польової іонізації). Застосування системи ресстрації з часовою селекцією корисного сигналу дозволило на два порядки підвищити чутливість спектрометра. Широке застосування оптоелектронних і трансформаторних розв'язок суттєво покращило завадостійкість спектрометра.*

Результати: *Створено лазерно-мікрохвильовий спектрометр, за допомогою якого в діапазоні від 76000 до 120000 МГц виконано вимірювання частот двофотонних переходів між рідбергівськими триплетними станами атома Zn I. Надійно ідентифіковано чотири мікрохвильових рідбергівські переходи $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ в діапазоні головного квантового числа n від 30 до 34. За результатами аналізу експериментальних даних отримано параметри квантового дефекту в формулі Рітца.*

Висновок: *Виконано вимірювання частот двофотонних $F - F$ переходів між триплетними станами з головним квантовим числом $n = 30 \div 34$. За результатами аналізу отриманих даних знайдено значення коефіцієнтів для розрахунку квантового дефекту $\delta_0 = 0.0295152(20)$ та $\delta_2 = -0.0692(12)$ для 3F_3 термів цинку.*

Ключові слова: *атом цинку, рідбергівські стани атомів, спектрометр, лазерне збудження, триплетні стани, мікрохвильовий діапазон*

1. Вступ

Атоми в рідбергівських станах є атомами в їх високозбуджених енергетичних станах, які через великі розміри надзвичайно чутливі до присутності зовнішніх полів, зіткнень і процесів іонізації [1, 2]. Властивості рідбергівських атомів перебувають під інтенсивним дослідженням (див., наприклад, [3–5]) як джерело цінної інформації для атомної фізики, квантової механіки та астрофізики. Рідбергівські атоми були знайдені в міжзоряному середовищі, де радіочастотні і мікрохвильові пе-

реходи між рідбергівськими станами відповідають радіаційній рекомбінації низькоенергетичних електронів та іонів [6, 7]. Властивості динаміки рідбергівських атомів, які можуть бути надзвичайно повільними щодо часової роздільної здатності надшвидкої лазерної спектроскопії, були використані для виявлення зв'язку між стаціонарним описом квантових хвильових функцій та класичною орбітальною динамікою електронних хвильових пакетів навколо атомних іонів [8]. Крім того, завдяки тривалому часу життя і величезному електрич-

ному дипольному моменту рідбергівських атомів у високодобротному резонаторі вдалося виконати підрахунок мікрохвильових фотонів, що дозволило реалізувати квантову неруйнівну взаємодію [9, 10]. Тобто в цілому рідбергівські атоми є цікавими об'єктами для спектроскопічного дослідження в різних частотних областях.

Вивчення властивостей атомів в рідбергівських станах зазвичай виконується методами оптичної спектроскопії й лише іноді методами мікрохвильової спектроскопії. А між тим саме застосування методів мікрохвильової спектроскопії дозволяє підвищити точність вимірювань частот переходів на три-чотири порядки порівняно з методами оптичної спектроскопії високої роздільної здатності. Одним з важливих завдань цих досліджень є знаходження значення квантового дефекту. Наразі із застосуванням методів мікрохвильової спектроскопії в лабораторних умовах вже відносно добре вивчені атоми з одним валентним електроном, такі як Na, Li, Rb, Cs, Ag, Au (див., наприклад, [3, 4, 11–14] та посилання в них). Меншою мірою досліджено атоми з двома валентними електронами, Ca, Mg, Ba, Sr [15–19].

Дослідженню рідбергівських станів цинку присвячено кілька робіт, переважно в інфрачервоному та оптичному діапазонах. Робота [20] виконана з використанням спеціально створеної лампи з порожнистим катодом, що дозволило отримати інформацію про F , G , H , J терми, а також деякі додаткові терми до вже відомих серій триплетної системи. Серед великої кількості ретельно виконаних вимірювань слід зазначити роботу [21], автори якої в діапазоні $1300 \div 2000 \text{ \AA}$ зареєстрували та ідентифікували багато поглинальних переходів зі значеннями головного квантового числа $n \leq 66$. В роботі [22] вдалося знайти значення квантового дефекту для цілої низки термів, а також визначити дипольну поляризованість для іону цинку. Автори роботи [23] отримали нові експериментальні дані про енергії термів та квантові дефекти триплетних парних станів цинку з використанням двоступеневої схеми лазерного збудження у поєднанні з термоіонним діодним детектором. В роботі [24] наводяться експериментальні дані про високозбуджені стани цинку в енергетичному діапазоні $74625 \div 75740 \text{ см}^{-1}$ з використанням двоступеневої схеми резонансного лазерного збудження та збудження спонтанною емісією на другому ступені у поєднанні з термоемісій-

ним діодним детектором іонів. В роботі [25] виконано дослідження цинку в станах з $n \leq 8$ за допомогою техніки фур'є-спектроскопії в діапазоні $1300 \div 6500 \text{ см}^{-1}$ при використанні лазерної абляції, але стани з такими значеннями головного квантового числа n все ж не слід відносити до рідбергівських. Зауважимо, що для всіх перелічених вище досліджень характерні похибки вимірювань довжини хвилі складали $0.1 \div 0.2 \text{ см}^{-1}$ (що відповідає похибкам вимірювання частот близько $3000 \div 6000 \text{ МГц}$).

Нещодавно мікрохвильові спектри синглетних рідбергівських станів атомів цинку вивчалися в роботі [26]. Проте будь-якої інформації з приводу дослідження триплетних станів атомів цинку з використанням методів мікрохвильової спектроскопії нами не знайдено. Відсутність вимірювань частот переходів між триплетними рідбергівськими станами у мікрохвильовому діапазоні та бажання суттєво підвищити точність вимірювань були для нас основними мотивами для виконання цієї роботи.

Лазерно-мікрохвильові спектрометри для дослідження спектрів рідбергівських станів деяких атомів було спроектовано та побудовано нами у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна та у Радіоастрономічному інституті НАН України [27]. Такі спектрометри мають суттєву особливість – для кожного атома необхідно створювати свою унікальну систему лазерного збудження, а також систему формування пучка нейтральних атомів. Навіть вивчення різних серій переходів потребує суттєвої модифікації лазерної системи збудження. На практиці це означає, що дослідження кожного нового атома передбачає розробку та створення фактично нового спектрометра. У цій статті ми наводимо опис спектрометра, а також перші результати, що отримані при дослідженні атомів Zn I у триплетних рідбергівських станах.

2. Загальна концепція роботи спектрометра атомів Zn I у триплетних рідбергівських станах

Робота лазерно-мікрохвильового спектрометра для дослідження спектрів атомів у рідбергівських станах має низку суттєвих особливостей. Передусім необхідне джерело вільних нейтральних атомів. Потім такі атоми переводяться до рідбергівських станів за допомогою селективного імпуль-

сного лазерного збудження. Зазвичай для цієї мети застосовують два або три лазери, що працюють синхронно. Слід зазначити, що об'єкт дослідження – атом у рідбергівському стані – існує протягом дуже короткого часу: близько декількох мікросекунд. Хоча переходи між рідбергівськими станами досліджуються з безперервним мікрохвильовим випромінюванням, наявність атомної абсорбції виявляється за допомогою іонізації електростатичним імпульсом з фіксованою напруженістю поля, яка є достатньою для іонізації лише атомів, що перебувають на верхньому енергетичному рівні досліджуваного переходу. У разі виникнення мікрохвильового поглинання завдяки переходам між рідбергівськими станами населеність верхнього рівня значно зростає, тому при прикладанні іонізаційного імпульсу з'являються вільні електрони. Ці електрони виявляються за допомогою каналного помножувача електронів, відомого також як каналотрон [28]. Таким чином, поглинання мікрохвильового випромінювання супроводжується появою іонізаційного струму.

Атоми у рідбергівських станах існують дуже короткий час, а всі корисні сигнали є за своєю природою імпульсними сигналами. Крім того, тривалість корисного сигналу не перевищує $100 \div 150$ нс при тому, що його початок зазнає часову нестабільність (аж до ± 25 нс), яка сильно залежить від умов експерименту. Враховуючи те, що імпульсні лазери з модуляторами добротності та джерелом іонізаційного імпульсу створюють багато потужних завод, можна зробити висновок, що спостереження мікрохвильових спектрів рідбергівських атомів є надзвичайно складним завданням.

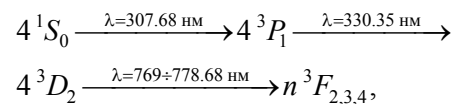
3. Система лазерного збудження атомів Zn I у триплетні рідбергівські стани

Єдиним надійним методом отримання атомів у рідбергівських станах із заданими квантовими числами (в тому числі і з дуже високими) є каскадне лазерне збудження. Система лазерного збудження як частина спектрометра налаштовується індивідуально для кожного атома і навіть до кожної серії переходів у атомі. Зазвичай система збудження спектрометра складається з “силового” лазера, випромінювання або гармоніка якого здійснює накачування декількох лазерів на барвниках з перестроюванням частоти. Саме зав-

дяки такому перестроюванню і здійснюється селективне накачування необхідних рідбергівських станів. Для розширення діапазону робочих частот використовується помноження частоти або отримання сумарних частот лазера з перестроюванням та з фіксованою частотою випромінювання за допомогою нелінійних оптичних кристалів.

В нашому спектрометрі селективне збудження рідбергівських станів забезпечується лазерами на барвниках з помноженням частоти. У якості “силового” використано лазер на YAG: Nd³⁺ з ламповим накачуванням у режимі модуляції добротності (поляризаційний модулятор на кристалі DKDP, на який надходить короткий імпульс напруги амплітудою до 5000 В та тривалістю фронту імпульсу не більше 20 нс). Імпульс лазера має такі параметри: енергія – ≈ 40 мДж, тривалість – ≈ 15 нс, частота повторів – до 20 Гц. Перетворення основного випромінювання лазера з довжиною хвилі 1064 нм у випромінювання, необхідне для накачування лазерів на барвниках (532 нм), відбувається в кристалі ніобату літію з температурним підстроюванням умов синхронізму. Ефективність перетворення енергії основного випромінювання у другу гармоніку сягає ≈ 20 %.

Число каскадів лазерного збудження обумовлене схемою енергетичних рівнів досліджуваних атомів та правилами відбору для дипольних переходів. Збудження триплетних рівнів атомів цинку можна реалізувати кількома способами. Ми використовували трьохкаскадну лазерну систему збудження в n^3F_j стани за схемою



схематично зображеною на рис. 1. У процесі збудження використовуються три лазери на барвниках з поперечним накачуванням випромінюванням другої гармоніки YAG: Nd³⁺ лазера. Лазер першого каскаду збудження працював на суміші барвників R610+R640 в етанолі з фіксованою довжиною хвилі випромінювання 615.36 нм. За допомогою кристала KDP було отримано другу гармоніку з довжиною хвилі 307.68 нм. Другий каскад збудження – лазер з барвником DCM в етанолі з фіксованою довжиною хвилі випромінювання 660.7 нм та генератором другої гармоніки в кристалі KDP – дозволив отримати випромінювання з потрібною довжиною хвилі 330.35 нм. У третьо-

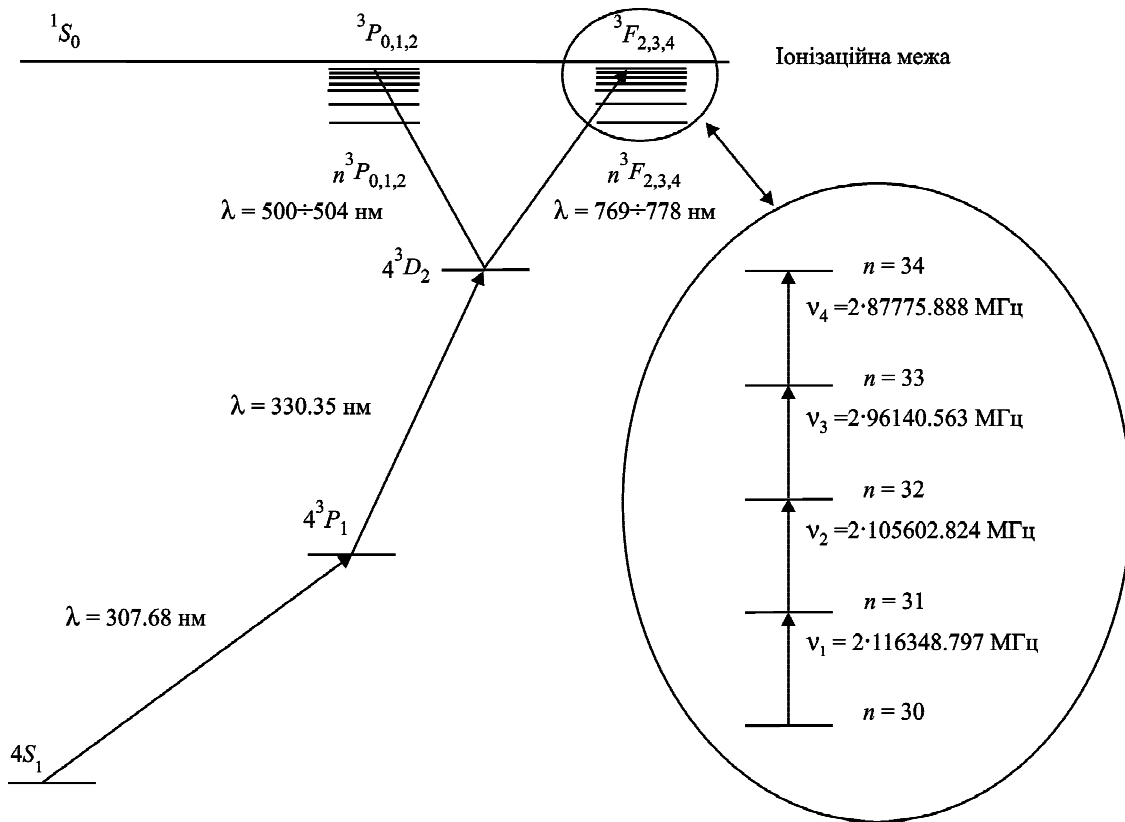


Рис. 1. Спрощена діаграма Гротріана для ілюстрації ходу збудження атомів цинку до триплетних станів n^3P_2 та $n^3F_{2,3,4}$

му каскаді збудження ми використовували добре зарекомендований барвник LDS 751 в диметилсульфоксиді. Використання полярного розчинника (диметилсульфоксиду) дало змогу зрушити смугу генерації барвника у бік нижчих частот. Завдяки перестроюванню довжини хвилі випромінювання лазера третього ступеня збудження в діапазоні $769 \div 778$ нм ми обираємо конкретний стартовий рівень для мікрохвильового накачування.

4. Опис спектрометра

Функціональна схема спектрометра зображена на рис. 2. Пучок досліджуваних нейтральних теплових атомів утворюється за умов глибокого вакууму всередині дослідної камери за допомогою печі Кнудсена і формується системою діафрагм. Атомний пучок виходить при ефузії атомів з розігрітої комірки та поширюється в камері з тиском залишкових газів не більше ніж 10^{-5} мм рт. ст. Типова щільність атомів у області взаємодії $\sim 10^7$ см $^{-3}$. На рис. 2 атомний пучок є перпендикулярним до площини рисунку, схематично його позначено символом \odot .

Дослідження спектрів рідбергівських атомів здійснюється таким чином. Спочатку виконується настроювання каскадної системи лазерного накачування для збудження нейтральних атомів до відповідних рідбергівських станів. Переходи між такими станами досліджуються за допомогою мікрохвильового випромінювання, яке забезпечується синтезатором частоти діапазону $49 \div 149$ ГГц (точність встановлення значення частоти визначається рубідієвим стандартом, а докладний опис синтезатора можна знайти в [29]). Якщо виникає резонансне поглинання мікрохвильового випромінювання, буде заповнено верхній рідбергівський рівень. Тоді застосування іонізаційного імпульсу до іонізаційної комірки (див. рис. 2) призведе до утворення вільних електронів. Напруженість поля іонізаційного електричного імпульсу фіксується на значенні, достатньому для того, щоб відняти електрони від рівня, збудженого як мікрохвильовим, так і лазерним випромінюванням, але недостатньому для рівня, що збуджується лише лазерним випромінюванням. Таким чином, струм іонізації буде з'являтися тільки

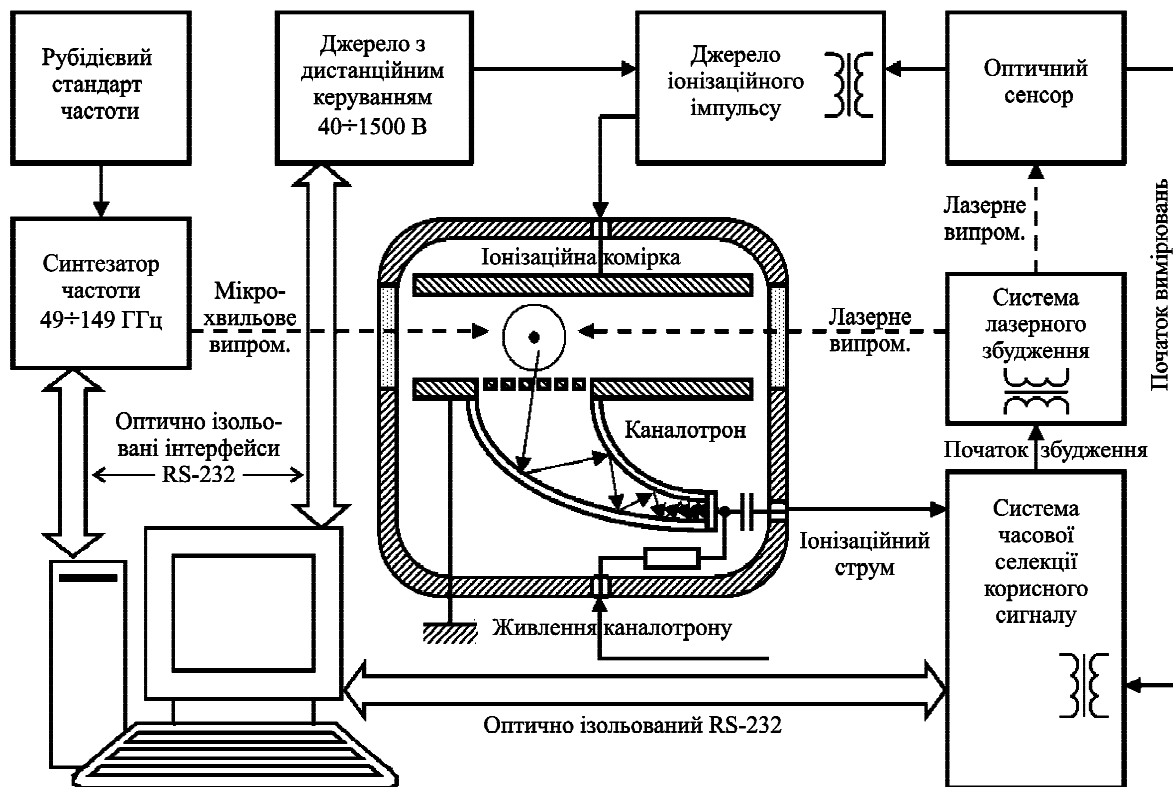


Рис. 2. Функціональна схема лазерно-мікрохвильового спектрометра

у присутності мікрохвильового поглинання. Цей струм посилюється за допомогою каналотрону та вимірюється за допомогою системи часової селекції корисного сигналу.

У спектрометрі реалізована жорстка часова синхронізація лазерного імпульса з моментом появи іонізуючого імпульса та моментом запуску швидкодіючого аналого-цифрового перетворювача (АЦП) системи реєстрації (часової селекції корисного сигналу). Сканування частоти мікрохвильового синтезатора здійснюється з заданим кроком у необхідному діапазоні. Для підвищення співвідношення сигнал/шум застосовується тривале накопичення корисного сигналу.

5. Система реєстрації з часовою селекцією корисного сигналу

Як відомо, наразі комп'ютерне управління широко застосовується для сучасного фізичного експерименту, особливо для спектроскопії. Комп'ютер управління зв'язаний з експериментальним обладнанням за допомогою певних інтерфейсів. У нашому випадку ми застосовували загалом три послідовних інтерфейси (RS-232, див. рис. 2). Харак-

терною особливістю спектроскопії атомів у рідбергівських станах є робота в імпульсному режимі, що створює значні імпульсні перешкоди. За таких умов струми спільного проводу є джерелом більшості можливих перешкод. Експериментально встановлено, що навіть прямі зв'язки між комп'ютером і спектрометром призводять до появи значних перешкод. Найпростішим способом вирішення цієї проблеми є застосування оптично ізолюваних цифрових інтерфейсів (ізолюваний RS-232, див. рис. 2). Крім того, у високочастотних аналогових колах ми застосували трансформаторні розв'язки. Найважливіші з них символічно зображені трансформаторами на рис. 2.

Слід зазначити, що типова тривалість лазерного імпульсу становить близько 15 нс, тому як сканування синтезатора частоти, так і система реєстрації мають бути ретельно синхронізовані з роботою імпульсних лазерів. Типовий вихідний сигнал каналотрону показаний на рис. 3. На цьому рисунку наявність імпульсу перешкоди спричинена роботою системи лазерного збудження, а корисний сигнал тривалістю близько 100 нс (позначений пунктирним еліпсом) спостерігається

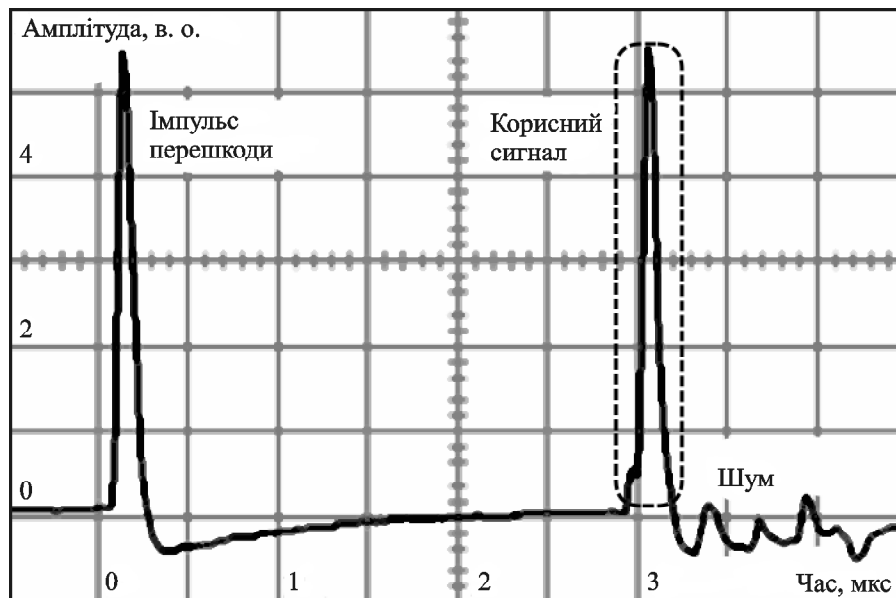


Рис. 3. Типовий вихідний сигнал каналотрону

приблизно на 3 мкс пізніше. Слід зазначити, що на рис. 3 показаний один з найбільш сприятливих записів: корисний сигнал досить сильний, а рівень шуму досить низький. Під час реальних вимірювань корисний сигнал може бути набагато меншим, ніж перешкоди і шум. Крім того, рівень шуму сильно залежить від умов експерименту, тому дуже часто співвідношення сигнал/шум може бути недостатнім для виявлення корисного сигналу навіть при тривалому накопиченні даних.

Проте ми бачимо, що корисний сигнал, перешкоди і шум спостерігаються не одночасно. Саме тому є можливість часової селекції корисного сигналу. Отже, якщо ми будемо записувати реальну форму сигналу каналотрону в часовій області, зможемо вибирати тільки корисний сигнал і таким чином мінімізувати вплив перешкод і шумів. Для цього ми розробили і побудували спеціальну систему реєстрації, здатну записувати тривалу (аж до 50 мкс) реалізацію відгуку каналотрону з часовою роздільною здатністю 25 нс. Функціональна схема цієї системи представлена на рис. 4. Вхідний сигнал надходить до ізолюючого підсилювача, який виконує дві функції. Перш за все він узгоджує рівень вхідного сигналу з можливостями АЦП. По-друге, використання трансформаторної розв'язки (ізолювання) підвищує завадостійкість системи реєстрації. Узгоджений сигнал вимірюється у вигляді часового ряду швидким АЦП з роздільною здатністю 25 нс, а результати вимірювань зберігають-

ся у реальному часі у пристрої пам'яті FIFO (First In First Out). Тривалість вимірювання однієї реалізації не перевищує 50 мкс, а часовий інтервал між послідовними реалізаціями складає $50 \div 100$ мс, що дозволяє передавати без втрат усю необхідну інформацію в комп'ютер. Цикл вимірювань починається зі старту системи лазерного збудження. Лазерний імпульс надходить до оптичного сенсора (див. рис. 2), який формує сигнал старту вимірювань. У свою чергу цей сигнал переключає RS-тригер та відкриває вентиль (див. рис. 4), який дозволяє прохід тактових імпульсів на АЦП із синхронним збереженням результатів вимірювань у пам'яті FIFO. Після заповнення пам'яті FIFO формується сигнал "стоп", який завершує цикл запису реалізації. Далі мікроконвертер виконує обробку та передавання отриманої реалізації до керуючого комп'ютера. Після чого виконується очищення пам'яті FIFO та підготовка системи до наступного циклу вимірювань.

Під час циклу вимірювання система лазерного збудження переводить атоми до бажаних рідбергівських станів. Синхронно зі збудженням починається робота системи реєстрації у часовій області, яка записує вихідний сигнал каналотрону з часовою роздільною здатністю 25 нс. Максимальної тривалості зареєстрованого сигналу 50 мкс цілком досить для будь-якого типу вимірювань. Для того щоб мінімізувати вплив перешкод і шуму, ми виконуємо калібрування на початку вимірю-

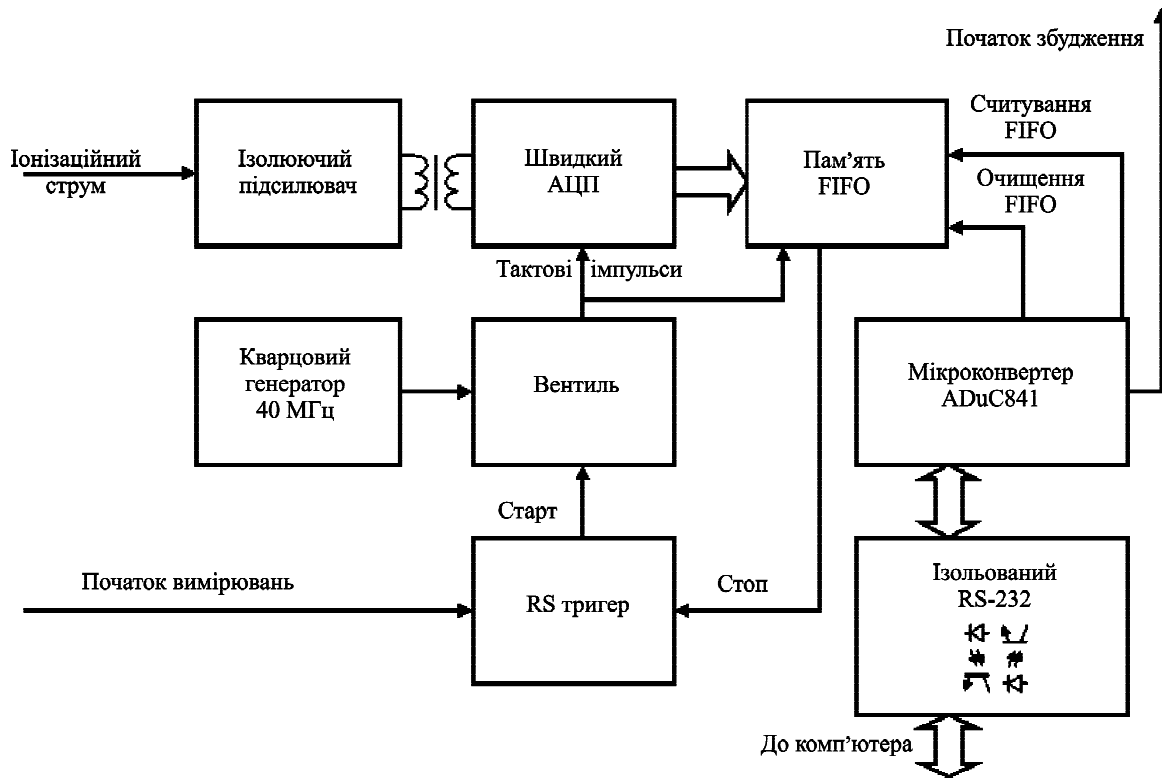


Рис. 4. Функціональна схема системи часової селекції корисного сигналу

вань з метою вибору точного положення корисного сигналу. При калібруванні отриманий запис використовується для визначення часових меж, у яких спостерігається корисний сигнал (на рис. 3 це часовий інтервал від 2.8 до 3.3 мкс). Далі, під час запису спектрів, система реєстрації виконує інтегрування сигналу у визначених межах, а результат передає до комп'ютера для подальшої обробки. За нашими оцінками, застосування системи реєстрації з часовою селекцією корисного сигналу підвищило чутливість спектрометра на два порядки.

6. Визначення порогу іонізації

Як згадувалося раніше, атоми у рідбергівських станах є досить екзотичними об'єктами дослідження. Тому для запису лінії поглинання атомів необхідно виконати цілу низку попередніх налаштувань і вимірювань. Виявлення мікрохвильових переходів між рідбергівськими станами, а також їх реєстрація забезпечуються за допомогою так званої польової іонізації (тобто шляхом виявлення іонізаційного струму). Відомо, що кожен рідбергівський рівень може бути іонізований електричним

полем з певною напруженістю. Приблизно критичну напруженість поля (порог іонізації) можна оцінити за наступним добре відомим рівнянням [27]:

$$E_{cr} = 3.2 \cdot 10^8 (n - \delta)^{-4}, \quad (1)$$

де E_{cr} – критична напруженість поля, В/см; n – головне квантове число, δ – значення квантового дефекту.

Оскільки рівняння (1) дає лише приблизне значення напруженості поля іонізації, необхідно виконати вимірювання фактичного порогу іонізації. Для цього є дуже зручною нова система реєстрації у часовій області. Визначення порогу іонізації здійснюють наступним чином.

Калібрування. Перш за все треба виконати калібрування, тобто визначити часовий інтервал, у якому спостерігається корисний сигнал. Для цього спектрометр перемикається у режим з вимірюванням реальної форми сигналу, а система лазерного накачування налаштовується для збудження верхнього рівня очікуваного переходу між рідбергівськими станами. Щоб забезпечити появу вільних електронів, амплітуда іонізаційного імпульсу встановлюється на значення вище порогу іонізації.

Типовий запис реальної форми сигналу відгуку каналотрону вже був показаний на рис. 3. Основна ідея калібрування полягає у визначенні інтервалу часу, коли спостерігається корисний сигнал (як вже згадувалося, для запису на рис. 3 це відповідає часовому інтервалу між 2.8 та 3.3 мкс). Отримані при такому калібруванні часові межі вводяться у програму керування спектрометром і далі застосовуються для реєстрації відгуку каналотрону при будь-яких вимірюваннях.

Визначення порогу іонізації. Коли відомі часові інтервали корисного сигналу, необхідно виміряти точне значення порогу іонізації. Для цього спектрометр перемикається в режим визначення порогу. Система лазерного накачування збуджує верхній рівень очікуваного переходу між рідбергівськими станами. Амплітуда іонізаційного імпульсу змінюється від нульового рівня до верхньої межі, при цьому вимірюється вихідний струм каналотрону. Таким чином отримують запис порога іонізації. Приклад типового запису, отриманого для стану з $n = 32$ атома цинку, показаний на рис. 5. Очевидно, що за допомогою такого запису поріг іонізації може бути визначений з прийнятною точністю. Наявність чітко визначеного порога іонізації є однією з основних умов спостереження мікрохвильового переходу, оскільки підтверджує, що системою лазерного накачування збуджується саме відповідний рідбергівський стан досліджуваного атома і при цьому відсутнє збудження найближчого до нього вищого рівня.

Струм каналотрону, в. о.

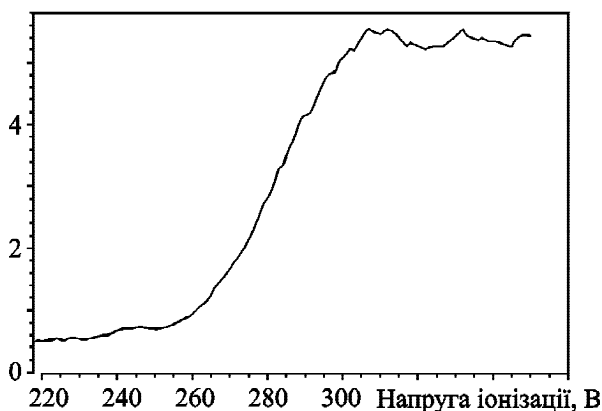


Рис. 5. Приклад запису порогу іонізації для рівня 32^3F_3 атома Zn I

7. Мікрохвильовий спектр та результати аналізу

Після калібрування та визначення порогу іонізації спектрометр перемикається в режим запису мікрохвильових спектрів. У цьому випадку система лазерного накачування налаштовується на збудження нижнього рівня очікуваного переходу між рідбергівськими станами. Амплітуда іонізаційного імпульсу встановлюється на попередньо визначеному значенні порога іонізації для верхнього рівня. Потім частота вихідного сигналу синтезатора змінюється синхронно з лазерними імпульсами в межах частотного діапазону, де очікується мікрохвильова лінія. Синхронно зі зміною частоти реєструється значення струму іонізації. Таким чином, струм іонізації відтворює профіль переходу між рідбергівськими рівнями досліджуваного атома.

Діапазон частот для пошуку переходів значно звужується, якщо скористатись результатами вимірювань, виконаних методами оптичної спектроскопії. Основні результати досліджень багатьох авторів наведено у таблицях, доступних на сайті Національного інституту стандартів і технологій США (NIST) [30]. Роботи, з яких почерпнуто ті чи інші дані, наведено на сайті NIST, а тому зручно використовувати дані та деталі досліджень як з сайту, так і з публікацій авторів.

Дослідження триплетних рідбергівських станів атомів цинку ми розпочали з вимірювань частот двофотонних $F - F$ переходів, які зазнають значно меншого впливу від зовнішніх паразитних полів. Такі переходи мають достатню для спостереження інтенсивність, а також характеризуються малою шириною лінії, що дає високу контрастність сигналу та значно спрощує початковий пошук спектральних ліній. Типовий запис мікрохвильового переходу між рідбергівськими станами показано на рис. 6. Наразі нам вдалося провести вимірювання частот чотирьох двофотонних $n^3F_3 - (n+1)^3F_3$ переходів для значень головного квантового числа $n = 30 \div 34$, чого досить для визначення параметрів квантового дефекту лише F стану. Слід зазначити, що виміряні переходи складають послідовну серію за головним квантовим числом, що є додатковим аргументом коректно виконаної ідентифікації. Ми записали також декілька окремих переходів цинку для деяких інших триплетних станів, але їх кількість не є достатньою для отримання параметрів кванто-

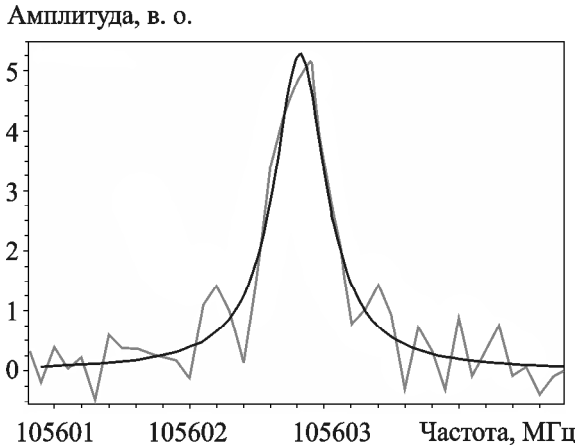


Рис. 6. Запис мікрохвильового переходу між триплетними рідбергівськими станами $31^3F_3 \rightarrow 32^3F_3$ атома цинку

вого дефекту. Згодом ми сподіваємося продовжити такі дослідження.

Визначення частот мікрохвильових переходів здійснювалося при апроксимації методом найменших квадратів експериментальних записів контуром Лоренца. Для підвищення точності визначення центральних частот використовувалося усереднення результатів обробки багатьох індивідуальних записів. Статистична похибка вимірювання частот переходів не перевищувала ± 0.02 МГц. Таке значення спричинюється перш за все не дуже добрим співвідношенням сигнал/шум експериментальних реалізацій. Але у будь-якому випадку точність наших вимірювань на п'ять порядків краща за попередні результати, отримані в інфрачервоному та оптичному діапазонах. Результати вимірювань наведені в табл. 1.

Метою дослідження мікрохвильових спектрів атомів у рідбергівських станах є визначення або уточнення квантового дефекту. Енергію відповідного енергетичного рівня можна виразити через значення головного квантового числа та квантового дефекту за допомогою відомої формули Рідберга [31]:

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

де h – стала Планка, c – швидкість світла, n^* – ефективне значення головного квантового числа, δ_{nLJ} – значення квантового дефекту, $R_{Zn} = 109736.39506 \text{ см}^{-1}$ – стала Рідберга для атома Zn I.

Значення сталої Рідберга для атома цинку розраховувалося на основі значення сталої Рідберга для гідрогену $R_H = 109737.31568549 \text{ см}^{-1}$ з використанням широко відомого співвідношення [32]:

$$R_{Zn} = \frac{R_H}{1 + \frac{m_e}{M_{Zn} - m_e}},$$

де M_{Zn} – маса атома цинку, m_e – маса електрона.

Результатом експериментальних досліджень є значення відповідних частот переходів між рідбергівськими станами n та n' , які можна виразити такою формулою:

$$\begin{aligned} \nu(n, L, J \rightarrow n', L', J') &= cR_{Zn} \left(\frac{1}{n'^{*2}} - \frac{1}{n^{*2}} \right) = \\ &= cR_{Zn} \left(\frac{1}{(n' - \delta_{n'LJ})^2} - \frac{1}{(n - \delta_{nLJ})^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

У свою чергу квантовий дефект δ_{nLJ} зазвичай наводять у вигляді степеневого ряду за рекурсивною формулою Рітца [32]:

$$\begin{aligned} \delta_{nLJ} &= (\delta_0)_{LJ} + \frac{(\delta_2)_{LJ}}{n^{*2}} + \frac{(\delta_4)_{LJ}}{n^{*4}} + \dots = \\ &= (\delta_0)_{LJ} + \frac{(\delta_2)_{LJ}}{(n - \delta_{nLJ})^2} + \frac{(\delta_4)_{LJ}}{(n - \delta_{nLJ})^4} + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

де: n, L, J – квантові числа; $\delta_0, \delta_2, \delta_4$ – коефіцієнти розкладання, які залежать лише від орбі-

Таблиця 1. Виміряні частоти переходів для триплетних рідбергівських станів Zn I

Перехід	Позначка на рис. 1	Експериментальна частота двофотонного переходу, МГц	Ширина лінії, МГц	Різниця між експ. та розрах. даними, МГц
$30^3F_3 \rightarrow 31^3F_3$	ν_1	2·116348.797	0.82	0.004
$31^3F_3 \rightarrow 32^3F_3$	ν_2	2·105602.824	0.47	-0.006
$32^3F_3 \rightarrow 33^3F_3$	ν_3	2·96140.563	0.52	0.000
$33^3F_3 \rightarrow 34^3F_3$	ν_4	2·87775.888	0.48	0.003

тального квантового числа L для великих значень n . Саме значення цих коефіцієнтів розкладання ми маємо визначити з експериментальних даних.

Слід зазначити, що розкладання (3) є рекурсивним, тобто значення δ_{nLJ} визначається з посиланням на себе. Для числового рішення цієї проблеми ми застосували метод послідовних наближень. Крім того, параметри $\delta_0, \delta_2, \dots$ входять у формулу (3), а тому й у формулу (2), нелінійно. Саме тому для визначення цих параметрів використовується розкладання виразу (2) для частоти рідбергієвського переходу $\nu(n, L, J \rightarrow n', L', J')$ у ряд Тейлора за $\delta_0, \delta_2, \dots$ з обмеженням лінійними членами розкладання. Значення параметрів $\delta_0, \delta_2, \dots$ отримується методом найменших квадратів. Звісно, що через використання лінеаризації ці значення отримуються ітеративним методом, тобто послідовними наближеннями.

Отримані таким чином значення коефіцієнтів розкладання квантового дефекту складають $\delta_0 = 0.0295152(20)$, $\delta_2 = -0.0692(12)$ (довірчі інтервали вказані в одиницях останніх значущих цифр та відповідають одному стандартному відхиленню). Якість описання спектру можна оцінити за різницею між експериментальними та розрахунковими значеннями частот переходів (див. табл. 1). Очевидно, що нам вдалося досягнути відтворення спектра з експериментальною точністю.

8. Висновки

Побудований спектрометр дозволяє виконувати системні дослідження спектрів збудження атомів цинку в рідбергієвських станах з високою роздільною здатністю та досить точно визначати енергії станів атомів цинку. Застосування системи ресстрації з часовою селекцією корисного сигналу дозволило на два порядки підвищити чутливість спектрометра. Широке застосування оптоелектронних і трансформаторних розв'язок суттєво покращило завадостійкість спектрометра.

Виконано вимірювання частот двофотонних $F - F$ переходів між триплетними станами з головним квантовим числом $n = 30 \div 34$. За результатами аналізу отриманих даних знайдено значення параметрів для розрахунку квантового дефекту $\delta_0 = 0.0295152(20)$ та $\delta_2 = -0.0692(12)$ для 3F_3 термів. Отримані відхилення між експериментальними та розрахунковими значеннями частот переходів на рівні одиниць кілогерц свідчать про високу точність виконаних вимірювань.

Автори висловлюють подяку В. В. Ілюшину, В. О. Єфремову та О. Ф. Пішко за корисні дискусії та допомогу в роботі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- Gallagher T. F. *Rydberg Atoms*. New York: Cambridge University Press, 1994.
- Michel L. and Zhilinskii B. I. Rydberg states of atoms and molecules. Basic group theoretical and topological analysis. *Phys. Rep.* 2001. Vol. 341, Is. 1–6. P. 173–264. DOI: 10.1016/S0370-1573(00)00090-9
- Lim J., Lee H., and Ahn J. Review of cold Rydberg atoms and their applications. *J. Korean Phys. Soc.* 2013. Vol. 63, Is. 4. P. 867–876. DOI: 10.3938/jkps.63.867
- Wenhui L., Mourachko I., Noel M. W., and Gallagher T. F. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns , np , and nd series. *Phys. Rev. A.* 2003. Vol. 67, Is. 5. id. 052502. DOI: 10.1103/PhysRevA.67.052502
- Snow E. L. and Lundeen S. R. Determination of dipole and quadrupole polarizabilities of Mg+ by fine-structure measurements in high- L $n=17$ Rydberg states of magnesium. *Phys. Rev. A.* 2008. Vol. 77, Is. 5. id. 052501. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.052501
- Konovalenko A. A. and Sodin L. G. The 26.13 MHz absorption line in the direction of Cassiopeia A. *Nature.* 1981. Vol. 294, No. 5837. P. 135–136. DOI: 10.1038/294135a0
- Gordon M. A. and Sorochenko R. L. *Radio Recombination Lines, Their Physics and Astronomical Applications*. New York: Springer, 2009.
- Ahn J., Hutchinson D. N., Rangan C., and Bucksbaum P. H. Quantum Phase Retrieval of a Rydberg Wave Packet Using a Half-Cycle Pulse. *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86, Is. 7. P. 1179–1182. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.1179
- Raimond J. M., Brune M., and Haroche S. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Rev. Mod. Phys.* 2001. Vol. 73, Is. 3. P. 565–582. DOI: 10.1103/RevModPhys.73.565
- Gleyzes S., Kuhr S., Guerlin C., Bernu J., Deléglise S., Hoff U. B., Brune M., Raimond J.-M., and Haroche S. Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity. *Nature.* 2007. Vol. 446, No. 7133. P. 297–300. DOI: 10.1038/nature05589
- Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and MacAdam K. B. Millimetre-wave spectroscopy of Au I Rydberg states: S, P and D terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2004. Vol. 38, Is. 8. P. 1107–1118. DOI: 10.1088/0953-4075/38/8/003
- MacAdam K. B., Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and Perepechay M. P. Microwave spectroscopy of Ag I atoms in Rydberg states: S, P and D terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2009. Vol. 42, Is. 8. id. 085003. DOI: 10.1088/0953-4075/42/8/085003
- MacAdam K. B., Dyubko S. F., Efremov V. A., Gerasimov V. G., and Kutsenko A. S. Laser-microwave spectroscopy of Cu I atoms in S, P, D, F and G Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2009. Vol. 42, Is. 16. id. 165009. DOI: 10.1088/0953-4075/42/16/165009

14. 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, Is. 18. P. 3797–3804. DOI: 10.1088/0953-4075/36/18/308
15. MacAdam K. B., Dyubko S. F., Efremov V. A., Kutsenko A. S., and Pogrebnyak N. L. Microwave spectroscopy of singlet Mg I in $L = 0-4$ Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2012. Vol. 45, Is. 21. id. 215002. DOI: 10.1088/0953-4075/45/21/215002
16. Lyons B. J. and Gallagher T. F. Mg $3snf-3sng-3snh-3sni$ intervals and the Mg⁺ dipole polarizability. *Phys. Rev. A.* 1998. Vol. 57, Is. 4. P. 2426–2429. DOI: 10.1103/PhysRevA.57.2426
17. Gentile T. R., Hughey B. J., and Kleppner D. Microwave spectroscopy of calcium Rydberg states. *Phys. Rev. A.* 1990. Vol. 42, Is. 1. P. 440–451. DOI: 10.1103/PhysRevA.42.440
18. Shuman E. S., Nunkaew J., and Gallagher T. F. Two-photon microwave spectroscopy of Ba $6snl$ states. *Phys. Rev. A.* 2007. Vol. 75, Is. 4. id. 044501. DOI: 10.1103/PhysRevA.75.044501
19. Cooke W. E. and Gallagher T. F. Measurements of $^1D_2 \rightarrow ^1F_3$ microwave transitions in strontium Rydberg states using selective resonance ionization. *Opt. Lett.* 1979. Vol. 4, Is. 6. P. 173–175. DOI: 10.1364/OL.4.000173
20. Muntenbruch H. Die vervollständigung des termschemas von Zn I mit hilfe einer hohlkathodenentladung. *Spectrochim. Acta.* 1960. Vol. 16, Is. 9. P. 1040–1053. DOI: 10.1016/0371-1951(60)80144-0
21. Brown C. M., Tilford S. G., and Ginter M. L. 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
22. 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, Is. 5. P. 697–702. DOI: 10.1364/JOSAB.11.000697
23. 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, Is. 4. P. 871–882. DOI: 10.1088/0953-4075/39/4/011
24. 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
25. Civiš S., Ferus 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
26. 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, Is. 24. id. 245005. DOI: 10.1088/0953-4075/48/24/245005
27. Dyubko S. F., Pogrebnyak N. L., Alekseev E. A., Ryabtsev I. I., and Kutsenko A. S. Microwave spectrometer of Rydberg state atoms. *Radio Phys. Radio Astron.* 2011. Vol. 2, No. 4. P. 359–368. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v2.i4.90
28. Channeltron. *Electron multiplier handbook for mass spectrometry applications*. URL: <https://www.triumf.ca/sites/default/files/ChannelBookBurle.pdf> (дата звернення: 29.06.2019)
29. Alekseev E. A., Motiyenko R. A., and Margules L. Millimeter- and submillimeter-wave spectrometers on the basis of direct digital frequency synthesizers. *Radio Phys. Radio Astron.* 2012. Vol. 3, No. 1. P. 75–88. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i1.100
30. National Institute of Standards and Technology. *NIST Atomic Spectra Database. Version 5.6* URL: <http://physics.nist.gov/asd> (дата звернення: 29.06.2019)
31. Goy P., Raimond J. M., Vitrant G., and Haroche S. Millimeter-wave spectroscopy in cesium Rydberg states. Quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements. *Phys. Rev. A.* 1982. Vol. 26, Is. 5. P. 2733–2742. DOI: 10.1103/PhysRevA.26.2733
32. Wikipedia. *Rydberg constant*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Rydberg_constant (дата звернення: 5.07.2019)

REFERENCES

1. GALLAGHER, T. F., 1994. *Rydberg Atoms*. New York: Cambridge University Press.
2. MICHEL, L. and ZHILINSKIĬ, B. I., 2001. Rydberg states of atoms and molecules. Basic group theoretical and topological analysis. *Phys. Rep.* vol. 341, is. 1–6, pp. 173–264. DOI: 10.1016/S0370-1573(00)00090-9
3. LIM, J., LEE, H. and AHN, J., 2013. Review of cold Rydberg atoms and their applications. *J. Korean Phys. Soc.* vol. 63, is. 4, pp. 867–876. DOI: 10.3938/jkps.63.867
4. WENHUI, L., MOURACHKO, I., NOEL, M. W. and GALLAGHER, T. F., 2003. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns , np , and nd series. *Phys. Rev. A.* vol. 67, is. 5, id. 052502. DOI: 10.1103/PhysRevA.67.052502
5. SNOW, E. L. and LUNDEEN, S. R., 2008. Determination of dipole and quadrupole polarizabilities of Mg⁺ by fine-structure measurements in high- L $n=17$ Rydberg states of magnesium. *Phys. Rev. A.* vol. 77, is. 5, id. 052501. DOI: 10.1103/PhysRevA.77.052501
6. KONOVALENKO, A. A. and SODIN, L. G., 1981. The 26.13 MHz absorption line in the direction of Cassiopeia A. *Nature.* vol. 294, no. 5837, pp. 135–136. DOI: 10.1038/294135a0
7. GORDON, M. A. and SOROCHENKO, R. L., 2009. *Radio Recombination Lines, Their Physics and Astronomical Applications*. New York: Springer.
8. AHN, J., HUTCHINSON, D. N., RANGAN, C. and BUCKSBAUM, P. H., 2001. Quantum Phase Retrieval of a Rydberg Wave Packet Using a Half-Cycle Pulse. *Phys. Rev. Lett.* vol. 86, is. 7, pp. 1179–1182. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.1179
9. RAIMOND, J. M., BRUNE, M. and HAROCHE, S., 2001. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Rev. Mod. Phys.* vol. 73, is. 3, pp. 565–582. DOI: 10.1103/RevModPhys.73.565
10. GLEYZES, S., KUHR, S., GUERLIN, C., BERNU, J., DELÉGLISE, S., HOFF, U. B., BRUNE, M., RAIMOND, J.-M. and HAROCHE, S., 2007. Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity. *Nature.* vol. 446, no. 7133, pp. 297–300. DOI: 10.1038/nature05589

11. DYUBKO, S. F., EFREMOV, V. A., GERASIMOV, V. G. and MACADAM, K. B., 2004. Millimetre-wave spectroscopy of Au I Rydberg states: S, P and D terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 38, is. 8, pp. 1107–1118. DOI: 10.1088/0953-4075/38/8/003
12. MACADAM, K. B., DYUBKO, S. F., EFREMOV, V. A., GERASIMOV, V. G. and PEREPECHAY, M. P., 2009. Microwave spectroscopy of Ag I atoms in Rydberg states: S, P and D terms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 42, is. 8, id. 085003. DOI: 10.1088/0953-4075/42/8/085003
13. MACADAM, K. B., DYUBKO, S. F., EFREMOV, V. A., GERASIMOV, V. G. and KUTSENKO, A. S., 2009. Laser-microwave spectroscopy of Cu I atoms in S, P, D, F and G Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 42, is. 16, id. 165009. DOI: 10.1088/0953-4075/42/16/165009
14. 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, is. 18, pp. 3797–3804. DOI: 10.1088/0953-4075/36/18/308
15. MACADAM, K. B., DYUBKO, S. F., EFREMOV, V. A., KUTSENKO, A. S. and POGREBNIYAK, N. L., 2012. Microwave spectroscopy of singlet Mg I in $L = 0-4$ Rydberg states. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* vol. 45, is. 21, id. 215002. DOI: 10.1088/0953-4075/45/21/215002
16. LYONS, B. J. and GALLAGHER, T. F., 1998. Mg $3sng-3snh-3sni$ intervals and the Mg⁺ dipole polarizability. *Phys. Rev. A* vol. 57, is. 4, pp. 2426–2429. DOI: 10.1103/PhysRevA.57.2426
17. GENTILE, T. R., HUGHEY, B. J. and KLEPPNER, D., 1990. Microwave spectroscopy of calcium Rydberg states. *Phys. Rev. A* vol. 42, is. 1, pp. 440–451. DOI: 10.1103/PhysRevA.42.440
18. SHUMAN, E. S., NUNKAEW, J. and GALLAGHER, T. F., 2007. Two-photon microwave spectroscopy of Ba $6snl$ states. *Phys. Rev. A* vol. 75, is. 4, id. 044501. DOI: 10.1103/PhysRevA.75.044501
19. COOKE, W. E. and GALLAGHER, T. F., 1979. Measurements of $^1D_2 \rightarrow ^1F_3$ microwave transitions in strontium Rydberg states using selective resonance ionization. *Opt. Lett.* vol. 4, is. 6, pp. 173–175. DOI: 10.1364/OL.4.000173
20. MUNTENBRUCH, H., 1960. Die vervollständigung des termschemas von Zn I mit hilfe einer hohlkathodenentladung. *Spectrochim. Acta* vol. 16, is. 9, pp. 1040–1053. DOI: 10.1016/0371-1951(60)80144-0
21. BROWN, C. M., TILFORD, S. G. and GINTER, M. L., 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
22. 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, is. 5, pp. 697–702. DOI: 10.1364/JOSAB.11.000697
23. 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, is. 4, pp. 871–882. DOI: 10.1088/0953-4075/39/4/011
24. 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
25. 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
26. 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, is. 24, id. 245005. DOI: 10.1088/0953-4075/48/24/245005
27. DYUBKO, S. F., POGREBNIYAK, N. L., ALEKSEEV, E. A., RYABTSEV, I. I. and KUTSENKO, A. S., 2011. Microwave spectrometer of Rydberg state atoms. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 2, no. 4, pp. 359–368. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v2.i4.90
28. CHANNELTRON., [no date]. *Electron multiplier handbook for mass spectrometry applications* [online]. [viewed 29 June 2019]. Available from: <https://www.triumf.ca/sites/default/files/ChannelBookBurle.pdf>
29. ALEKSEEV, E. A., MOTIYENKO, R. A. and MARGULES, L., 2012. Millimeter- and submillimeter-wave spectrometers on the basis of direct digital frequency synthesizers. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 3, no. 1, pp. 75–88. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i1.100
30. NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, 2019. *NIST Atomic Spectra Database. Version 5.6* [online]. [viewed 29 June 2019]. Available from: <http://physics.nist.gov/asd>
31. GOY, P., RAIMOND, J. M., VITRANT, G. and HAROCHE, S., 1982. Millimeter-wave spectroscopy in cesium Rydberg states. Quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements. *Phys. Rev. A* vol. 26, is. 5, pp. 2733–2742. DOI: 10.1103/PhysRevA.26.2733
32. WIKIPEDIA, 2019. *Rydberg constant* [online]. [viewed 5 July 2019]. Available from: https://en.wikipedia.org/wiki/Rydberg_constant

N. L. Pogrebnyak^{1,2}, S. F. Dyubko^{1,2}, E. A. Alekseev^{1,2}, M. P. Perepechai², A. I. Tkachev², and S. A. Vlasenko²

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

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

LASER-MICROWAVE SPECTROMETER AND SPECTROSCOPY OF ZINC ATOM IN TRIPLET RYDBERG STATES

Purpose: Zinc atom in the triplet Rydberg states is the investigation subject. Purposes of the work are the following: design of a laser-microwave spectrometer intended for measuring the transition energies between the Zn I atom triplet Rydberg states, measurements of the two-photon transition frequencies between the triplet $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ states, determination of quantum defect parameters for the mentioned zinc atom transitions on the obtained experimental data basis.

Design/methodology/approach: A beam of neutral thermal atoms of zinc is formed inside the research chamber using the Knudsen furnace and a system of diaphragms. Then, the laser excitation system performs a selective multistep transfer of neu-

tral atoms to the specified Rydberg states, which are initial ones for interaction with microwave radiation. The probing of the studied transitions is carried out by scanning the microwave synthesizer frequency. Microwave absorption of atoms is recorded by the magnitude of the ionization current, which is caused by electric field with exactly specified intensity (the field ionization method). The application of a recording system with a time selection of the desired signal allowed us to increase the spectrometer sensitivity by two orders of magnitude. The widespread use of optoelectronic and transformer isolations has significantly increased the spectrometer noise immunity.

Findings: A laser-microwave spectrometer was created, using which, in the frequency range from 76,000 to 120,000 MHz, the measurements of the frequencies of two-photon transitions between Rydberg triplet states of the Zn I atom were made. Four microwave Rydberg transitions of $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ with in the principal quantum number range n from 30 to 34 were reliably identified. The parameters of a quantum defect in the Ritz formula were obtained on the basis of experimental data analysis.

Conclusions: Frequencies of two-photon $F-F$ transitions between the triplet states with the principal quantum number $n = 30-34$ were measured. The values of the coefficients for calculating the quantum defect $\delta_0 = 0.0295152(20)$ and $\delta_2 = -0.0692(12)$ for the 3F_3 terms of zinc were found from the results of the obtained data analysis.

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

Н. Л. Погребняк^{1,2}, С. Ф. Дюбка^{1,2}, Е. А. Алексеев^{1,2},
М. П. Перепечай², А. И. Ткачев², С. А. Власенко²

¹Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Мыстэцтв, 4, г. Харьков, 61002, Украина

²Харьковский национальный университет
имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

ЛАЗЕРНО-МИКРОВОЛНОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР И СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМОВ ЦИНКА В ТРИПЛЕТ- НИХ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЯХ

Предмет и цель работы: Предмет исследований – атомы цинка в триплетных ридберговских состояниях. Цели работы: создание лазерно-микроволнового спектрометра для

измерения частот переходов между триплетными ридберговскими состояниями атома Zn I, измерение частот двухфотонных переходов между триплетными $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ состояниями, определение на основе полученных экспериментальных данных параметров квантового дефекта для указанных переходов атома цинка.

Методы и методология: Пучок нейтральных тепловых атомов цинка формируется внутри исследовательской камеры с помощью печи Кнудсена и системы диафрагм. Далее системой лазерного возбуждения выполняется селективный многоступенчатый перевод нейтральных атомов в заданные ридберговские состояния, которые являются начальными для взаимодействия с микроволновым излучением. Зондирование исследуемых переходов осуществляется с помощью сканирования частоты синтезатора микроволнового диапазона. Микроволновое поглощение атомов регистрируется по значению ионизационного тока, который вызывается электрическим полем с точно заданной напряженностью (метод полевой ионизации). Применение системы регистрации с временной селекцией полезного сигнала позволило на два порядка повысить чувствительность спектрометра. Широкое применение оптоэлектронных и трансформаторных развязок существенно повысило помехозащищенность спектрометра.

Результаты: Создан лазерно-микроволновый спектрометр, с помощью которого в диапазоне частот от 76000 до 120000 МГц проведены измерения частот двухфотонных переходов между ридберговскими триплетными состояниями атома Zn I. Надежно идентифицированы четыре микроволновых ридберговских перехода $n^3F_3 \rightarrow (n+1)^3F_3$ в диапазоне главного квантового числа n от 30 до 34. По результатам анализа экспериментальных данных получены параметры квантового дефекта в формуле Ритца.

Заключение: Проведены измерения частот двухфотонных $F-F$ переходов между триплетными состояниями с главным квантовым числом $n = 30-34$. По результатам анализа полученных данных найдены значения коэффициентов для вычисления квантового дефекта $\delta_0 = 0.0295152(20)$ и $\delta_2 = -0.0692(12)$ для 3F_3 термов цинка.

Ключевые слова: атом цинка, ридберговские состояния атомов, спектрометр, лазерное возбуждение, триплетные состояния, микроволновый диапазон

Стаття надійшла до редакції 18.07.2019