

УДК 539.184.27: 548.0

В.В. Суран, І.І. Бондар, І.І. Аксенюк

Ужгородський національний університет, вул. Волошина, 54, Ужгород, 88000

e-mail: ivan.bondar@gmail.com,

УТВОРЕННЯ ДВОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ПРИ ІОНІЗАЦІЇ АТОМІВ БАРІЮ В ДВОХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Експериментально досліджено утворення двозарядних іонів при багатофотонній іонізації атомів Ва під одночасним впливом двох випромінювань: основного випромінювання лазера на центрах окраски ($\omega = 8800 - 8880 \text{ см}^{-1}$) і його другої гармоніки. Показано, що механізм утворення цих іонів являється двоелектронним.

Ключові слова: багатофотонна іонізація, двозарядні іони, двоелектронний механізм, динамічний ефект Штарка.

Вступ

Починаючи з робіт [1, 2], в яких вперше було виявлено утворення двозарядних іонів (A^{2+}) при багатофотонній іонізації атомів, проводяться інтенсивні дослідження для в'яснення механізму їх утворення. Як показали попередні дослідження, при багатофотонній іонізації атомів лужноземельних елементів (атомів *Sr* і *Ba*) іони A^{2+} можуть утворюватися в результаті реалізації двох механізмів: каскадного і двоелектронного. У випадку реалізації каскадного механізму іони A^{2+} утворюються в результаті багатофотонної іонізації однозарядних іонів (A^+), які утворилися раніше в тому ж імпульсі лазерного випромінювання. Іншими словами, утворення іонів A^{2+} згідно цього механізму відбувається в два етапи: спочатку при багатофотонній іонізації нейтральних атомів (*A*) утворюються іони A^+ , а потім при багатофотонній іонізації іонів A^+ - іони A^{2+} . Цей механізм являється порівняно простим, і в даний час основні закономірності і особливості його реалізації достатньо добре вивчені (див., напр., [3-7]).

При реалізації двоелектронного механізму іони A^{2+} утворюються в результаті одночасного відриву двох електронів безпосередньо від нейтральних атомів [8-11]. Цей механізм більш складний і, на відміну від каскадного, особливості його реалізації детально не

вивчені. Деякі з цих особливостей досліджувалися в попередніх роботах [10 – 22].

В роботах [15–18] було виявлено, що утворення іонів A^{2+} при реалізації двоелектронного механізму пов'язано з іонізацією збурених атомів – резонансна структура у виході іонів A^{2+} в цьому випадку обумовлена збудженням сильно збурених станів нейтральних атомів. Збурення станів у цьому випадку обумовлена динамічним ефектом Штарка в умовах умові, коли їх динамічні поляризованості (α) мають великі абсолютні значення.

Дослідження також показали, що реалізація того чи іншого із відмічених двох механізмів утворення іонів A^{2+} залежить від спектральної області використаного лазерного випромінювання. Так, при багатофотонній іонізації атомів лужноземельних елементів у видимій і УФ областях спектра реалізується, в основному, каскадний механізм, а при їх іонізації в інфрачервоній (ІЧ) області – двоелектронний.

Те, що двоелектронний механізм утворення іонів A^{2+} реалізується в ІЧ-області спектра і не реалізується у видимій області, пояснюється наступним чином. Для багатофотонної іонізації лужноземельних атомів (для утворення іонів A^+) в ІЧ області спектра необхідно поглинення значно більшої кількості фотонів, ніж для їх іонізації у видимій області. Відповідно, імовірність іонізації атомів в ІЧ області

менша, ніж у видимій. Ефективна іонізація атомів у першому випадку потребує великої напруженості поля лазерного випромінювання (ϵ). При цьому автоматично створюються умови для суттєвого збурення спектру нейтральних атомів.

Що ж до іонізації атомів у видимій області спектра, то через велику імовірність цього процесу його насичення (іонізація всіх атомів, які знаходяться в області взаємодії) в межах одного лазерного імпульсу настає значно швидше того часу, коли може реалізуватись суттєве збурення їх спектра. Відповідно, в той період часу в межах тривалості лазерного імпульсу, коли можуть бути створені умови для реалізації двоелектронного механізму, в області взаємодії уже не буде нейтральних атомів.

В даній роботі досліджується процес утворення двозарядних іонів під впливом на нейтральні атоми двох лазерних випромінювань – ІЧ та видимого діапазону.

Постановка експерименту

Дослідження проводилося на атомах *Va*. При цьому використовувалося основне випромінювання лазера на центрах забарвлення (ЛЦЗ) із змінною частотою генерації і його друга гармоніка (ДГ). Була вибрана область генерації ЛЦЗ $\omega_1 = 8800 - 8880 \text{ см}^{-1}$ (відповідно область зміни частоти ДГ- $2\omega_1 = 17600 - 17760 \text{ см}^{-1}$). Тривалості імпульсів обох випромінювань були $\tau \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

В експерименті використовувався один ЛЦЗ, накачка якого відбувалася випромінюванням лазера на ітрій – алюмінієвому гранаті. Основне випромінювання ЛЦЗ направлялось на кристал KDP, де перетворювалося в другу гармоніку. Обидва випромінювання (випромінювання ДГ і основне випромінювання ЛЦЗ, яке пройшло через кристал KDP) суміщалися в просторі і фокусувались в центр пучка атомів *Va*. Поляризація обох випромінювань була лінійною, кут між їхніми світловими векторами становив 45° . Напруженості

поля які створювалися в області взаємодії випромінюванням ЛЦЗ і ДГ дорівнювали $\epsilon_1 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ і $\epsilon_2 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ відповідно. В іншому постановка експерименту була типовою для досліджень збудження і іонізації в двох полях лазерного випромінювання (див., наприклад, [23]).

Вибір вказаного вище діапазону зміни частоти основного випромінювання ЛЦЗ обумовлена тим, що воно повинно сильно збурювати спектр атома *Va*. Так, в область зміни частоти ω_1 попадають декілька частот ω_{nm} , які відповідають однофотонним переходам між станами n і m атома *Va*. Зокрема, в цю область попадають частоти, які відповідають однофотонним переходам $5d6p^3 P_1^0 \rightarrow 6p^2 3P_0$ ($\omega_{nm} = 8790 \text{ см}^{-1}$), $6s5d^3 D_2 \rightarrow 6s6p^1 P_1^0$ ($\omega_{nm} = 8845 \text{ см}^{-1}$) і $5d6p^3 P_2^0 \rightarrow 6p^2 3P_1$ ($\omega_{nm} = 8867 \text{ см}^{-1}$). Як відомо, при впливі на атом випромінювання з частотами, які попадають в околиці частот ω_{nm} , повинно мати місце сильне збурення атомного спектра зумовлене реалізацією динамічного ефекту Штарка. Це обумовлено тим, що динамічні поляризованості α_n і α_m станів n і m у вказаних областях частот мають великі абсолютні величини.

Що ж стосується випромінювання ДГ, то воно використовувалось для збудження і іонізації станів, збурених основним випромінюванням ЛЦЗ. Відмітимо, що збудження частини цих збурених станів може реалізуватись також і основним випромінюванням ЛЦЗ. Однак у зв'язку з цим, що для їх збудження випромінюванням ДГ необхідно поглинення меншої кількості фотонів, ніж для збудження основним випромінюванням ЛЦЗ, то імовірність їх збудження випромінюванням ДГ значно більша. При одночасному впливі на атоми *Va* випромінювань ЛЦЗ і ДГ можливе також раманівське збудження атомних станів. При цьому можуть збуджуватись ті збурені стани, які не можуть збудитись під впливом на атоми *Va* лише випромінювання ЛЦЗ, або ж лише випромінюванням ДГ.

Крім того, у використовувану область зміни частоти ДГ попадає також

частота 17672 см^{-1} , яка відповідає двофотонному збудженню незбуреного стану $6p^2 \ ^1D_2$. Таким чином, при одночасному впливі на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ і ДГ можуть реалізуватися різні процеси збурення рівнів, а також збудження як цих збурених, так і незбурених рівнів. Схеми реалізації процесів збурення та збудження, які можуть реалізуватися в наших дослідженнях приведені на рис.1. Із наведеного вище слідує, що збудження

збурених станів повинно створювати умови для реалізації двоелектронного механізму утворення іонів Ba^{2+} . Що ж стосується великої імовірності збудження та іонізації незбурених станів, то при насиченні іонізації вона повинна зумовлювати зменшення кількості нейтральних атомів Ba і області взаємодії, які при реалізації двоелектронного механізму утворення двозарядних іонів повинно призводити до зменшення виходу іонів Ba^{2+} .

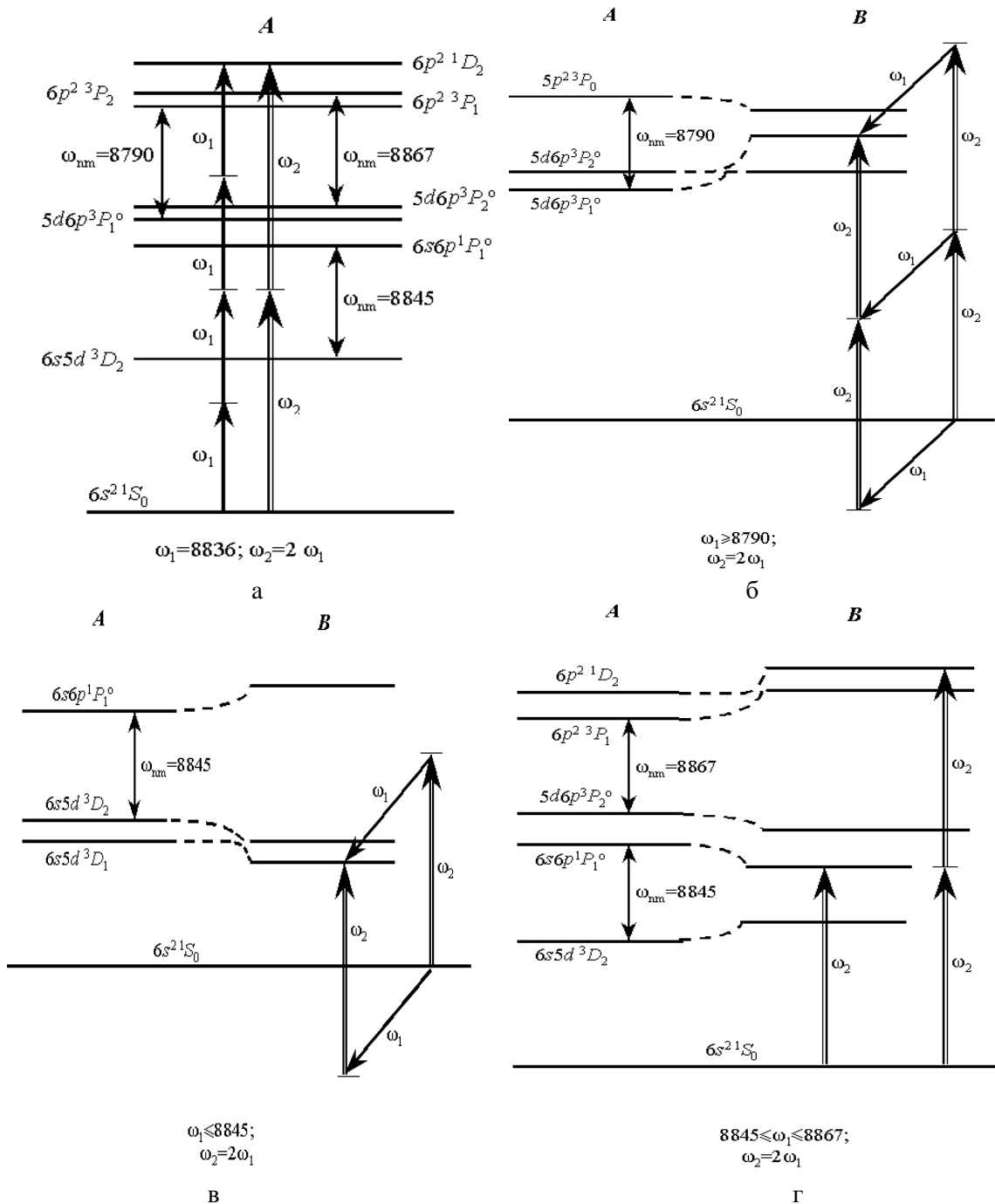


Рис. 1. Схеми збудження атомів Ba у незбурених (а) і збурених (б-г) станах. Штриховані лінії показують зміну енергії при збільшенні напруженості поля випромінювання ЛЦЗ.

Результати досліджень

В експерименті нами вимірювався вихід іонів Ba^+ і Ba^{2+} в умовах, коли випромінювання ЛЦЗ і ДГ впливали на атоми Ba разом і порізно (рис. 2).

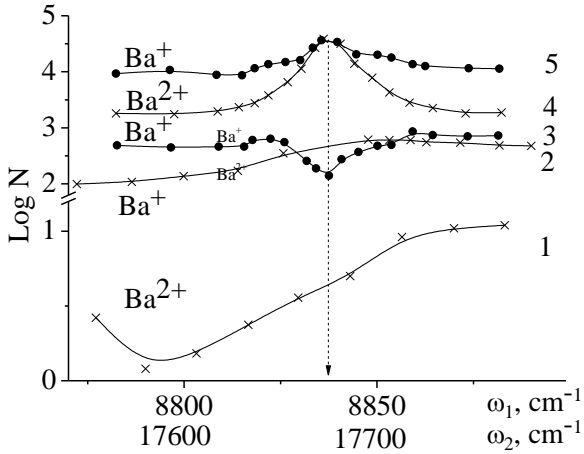


Рис. 2. Залежності виходу іонів Ba^{2+} (1) і Ba^+ (2) від частоти при іонізації атомів Ba випромінюванням ЛЦЗ, виходу іонів Ba^+ при іонізації атомів Ba випромінюванням ДГ (3) і виходу іонів Ba^{2+} (4) і Ba^+ (5) при одночасній іонізації випромінюваннями ЛЦЗ і ДГ. Вертикальною штрихованою лінією вказані частоти збудження незбуреного стану $6p^2 \ ^1D_2$ ($\omega_1 = 8836 \text{ cm}^{-1}$ і $\omega_2 = 17672 \text{ cm}^{-1}$).

Відмітимо, що результати досліджень утворення іонів Ba^+ і Ba^{2+} при взаємодії на атоми Ba лише випромінюванням ЛЦЗ, а також лише випромінюванням ДГ приведені в попередніх роботах [5,6,15,16]. Тому детально на результатах цих досліджень не будемо зупинятись. Відмітимо лише, що для іонізації атомів Ba випромінюваннями ЛЦЗ і ДГ необхідно поглинання відповідно п'яти і трьох фотонів. В умовах нашого експерименту іонізація атомів Ba випромінюванням ДГ в області частот, які відповідають резонансному максимуму у виході іонів Ba^+ , була насиченою, а в інших областях частот випромінювання ДГ, так само як і при іонізації випромінюванням ЛЦЗ – ненасиченою.

Розглянемо спочатку результати, отримані для іонів Ba^+ . Як слідує із рис. 2, резонансний максимум при іонізації атомів Ba лише випромінюванням ЛЦЗ має

асиметричну форму і зміщений відносно резонансної частоти $\omega_r = 8836 \text{ cm}^{-1}$. Це обумовлено збудженням збурених станів. Детальний опис збурення, що відповідає цьому максимуму, буде приведено нижче.

Що ж стосується, резонансних максимумів у виході іонів Ba^+ , які проявляються як у випадку впливу лише випромінюванням ДГ, так і при спільному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ, то вони мають симетричну форму. Відповідні їм частоти ω_1 і ω_2 не залежать від виду взаємодії (лише ДГ або ДГ і ЛЦЗ) і точно співпадають з частотами, які відповідають чотири – і двофотонному збудженню незбурених станів $6p^2 \ ^1D_2$ ($\omega_r = 8836 \text{ cm}^{-1}$ і $2\omega_r = 17672 \text{ cm}^{-1}$).

Із рис. 2 також випливає, що вихід іонів Ba^+ при точному резонансі як при іонізації лише випромінюванням ДГ, так і при іонізації обома випромінюваннями, являється приблизно однаковим і значно більшим, ніж при іонізації випромінюванням ЛЦЗ. Ці факти вказують на те, що при спільному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ іонізація атома Ba в області резонансних частот відбувається, в основному, в результаті взаємодії випромінювання ДГ, причому через двофотонним резонанс з незбуреним станом $6p^2 \ ^1D_2$.

Щодо частот, які відрізняються від резонансних частот $\omega_r = 8836 \text{ cm}^{-1}$ і $2\omega_r = 17672 \text{ cm}^{-1}$, то вихід іонів Ba^+ у випадку одночасного впливу на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ і ДГ являється значно більшим, ніж при впливі на ці атоми кожного із цих випромінювань окремо. Це означає, що іонізація атома Ba в цьому випадку реалізується в результаті одночасного впливу випромінювань ЛЦЗ і ДГ.

Аналіз показує, що при цьому утворення іонів Ba^+ не обумовлене прямою іонізацією, оскільки при великій різниці ймовірностей прямої іонізації для двох різних випромінювань іонізація при їх взаємній взаємодії повинна реалізовуватись, в основному, тим випромінюванням, для якого її ймовірність найбільша. Саме такий ефект спостерігався в роботі [23] при

дослідженні іонізації атомів Ba під дією двох лазерних випромінювань.

Як також впливає із рис.2, вихід іонів Ba^+ вдаліні від резонансних максимумів ($\omega_1 \neq 8836 \text{ см}^{-1}$, $2\omega_1 \neq 17672 \text{ см}^{-1}$) при іонізації лише випромінюванням ДГ значно більша, ніж при іонізації лише випромінюванням ЛЦЗ.

Іншими словами, в наших дослідженнях імовірність прямої трифотонної іонізації атомів Ba випромінюванням ДГ значно перевищує імовірність п'ятифотонної іонізації випромінюванням ЛЦЗ. Отже, якби іонізація атомів Ba в результаті одночасного впливу випромінювань ДГ і ЛЦЗ у вказаних областях частот була прямою, то вихід іонів Ba^+ повинен бути таким же, як і при іонізації лише випромінюванням ДГ.

Але, як вказано вище вище, вихід іонів Ba^+ в цьому випадку значно більший, ніж при іонізації випромінюванням не тільки ЛЦЗ, а і ДГ. Тому вихід іонів Ba^+ у випадку впливу двох випромінювань з частотами $\omega_1 \neq 8836 \text{ см}^{-1}$ і $2\omega_1 \neq 17672 \text{ см}^{-1}$ збудований резонансною іонізацією. Але, при спільному впливі на атоми Ba двох випромінювань з частотами $\omega_1 \neq 8836 \text{ см}^{-1}$ і $2\omega_1 \neq 17672 \text{ см}^{-1}$ незбудовані стани не можуть збуджуватись. Разом з тим, як видно з рис.1, в умовах наших досліджень можлива реалізація як раманівського, так і звичайного двофотонного збудження збудованих станів атома Ba .

Таким чином, утворення іонів Ba^+ при спільному впливі на атоми Ba двох випромінювань з частотами $\omega_1 \neq 8836 \text{ см}^{-1}$ і $2\omega_1 \neq 17672 \text{ см}^{-1}$ відбувається в результаті збудження і подальшій іонізації збудованих станів атома Ba . Слід відмітити, що на різних частотах із використаної нами області спектра домінують (дають найбільший вихід іонів Ba^+) різні процеси збудження, які приведені на рис. 1. Однак, оскільки реалізація всіх цих процесів пов'язана з поглинанням невеликої кількості фотонів, їх імовірність порівняно велика, а тому відповідні їм процеси іонізації повинні бути насиченими.

Відмітимо ще одну особливість збудження і збудження станів атома Ba , яка

має місце в наших дослідженнях випадку. Як правило, із – за штарківського зсуву зміна енергії стану рівна або більша різниці між енергією цього незбудованого стану і енергією сусіднього незбудованого стану. Для прикладу розглянемо збудження станів в області $\omega_1 < \omega_{nm} = 8867 \text{ см}^{-1}$ (див. рис. 1,d). Частота $\omega_{nm} = 8867 \text{ см}^{-1}$ відповідає однофотонному переходу $5d6p^3 P_0^2 \rightarrow 6p^2 \text{ } ^3P_1$. В околі цієї частоти динамічні поляризованості станів $5d6p^3 P_0^2$ і $6p^2 \text{ } ^3P_1$ великі за модулем. Причому у вказаній області частот динамічна поляризованість стану $5d6p^3 P_0^2$ позитивна, а стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$ – негативна. В результаті зсуву енергія стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$ буде наближатися до енергії стану $6p^2 \text{ } ^1D_2$.

Відмітимо, що частоти випромінювання ЛЦЗ суттєво відрізняються від частот ω_{nm} , які відповідають однофотонним переходам із стану $6p^2 \text{ } ^1D_2$. Тому динамічна поляризованість стану $6p^2 \text{ } ^1D_2$ у використаному спектральному діапазоні випромінювання ЛЦЗ повинна бути значно меншою, ніж стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$. Таким чином, в результаті штарківського зсуву енергія стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$ буде наближатись до енергії стану $6p^2 \text{ } ^1D_2$ і при деякій напруженості поля випромінювання ЛЦЗ їх енергії повинні стати рівними.

Детальний опис реалізації такого випадку приведено в [24]. Після зближення двох станів, для яких $\Delta J \leq 2(\Delta J - \text{різниця повних моментів, які відповідають цим станам})$, енергія кожного із них стає приблизно рівною тій енергії сусіднього стану, яку він мав би при відсутності взаємодії станів. Так, у даному випадку після наближення стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$ до стану $6p^2 \text{ } ^1D_2$ починає зсуватись стан $6p^2 \text{ } ^1D_2$, який уже і збуджується в області $2\omega_1 < 2\omega_{nm} = 17734 \text{ см}^{-1}$.

Оцінка показує, що для реалізації в умовах наших досліджень описаного вище характеру збудження станів $6p^2 \text{ } ^3P_1$ і $6p^2 \text{ } ^1D_2$ необхідно, щоб величина динамічної поляризованості (α) стану $6p^2 \text{ } ^3P_1$ була $\alpha \sim 10^4$ ат. од.. Це цілком реальна величина динамічної поляризованості станів поблизу резонансних частот ω_{nm} (див., напр., [24]). Таким чином описаний вище характер

збурення може реалізуватися в умовах нашого експерименту.

Подібний характер збурення станів може мати місце і в інших випадках (див. рис.1). Схематично зміна енергії рівнів при збільшенні напруженості поля випромінювання ЛЦЗ показано на рис.1 штрихованими лініями. Відмітимо, що такий же характер збурення станів $6p^2 \ ^1D_2$ реалізується і при іонізації атомів Ba лише випромінюванням ЛЦЗ. Цим, зокрема, пояснюється асиметрія відповідного резонансного максимуму у виході іонів Ba^+ (див. рис.2). збудження збуреного стану $6p^2 \ ^1D_2$ в цьому випадку відбувається в результаті поглинання чотирьох фотонів випромінювання ЛЦЗ. При одночасному впливі випромінювання ЛЦЗ і ДГ збудження стану $6p^2 \ ^1D_2$ відбувається в результаті поглинання двох фотонів випромінювання ДГ. Звичайно, що імовірність збудження в останньому випадку значно більша, ніж в першому. Цим пояснюється суттєве збільшення виходу іонів Ba^+ при одночасному впливі на атоми Ba випромінювання ЛЦЗ і ДГ у порівнянні з виходом при впливі на ці атоми лише випромінюванням ЛЦЗ.

Відмітимо, що характер збурення інших станів, які відповідають випадкам, приведених на рис. 1, також являється однаковим як при одночасній взаємодії випромінювання ЛЦЗ і ДГ, так і при взаємодії лише випромінювання ЛЦЗ. Однак збудження цих збурених станів із основного стану атома Ba дозволено правилами відбору при взаємодії двох випромінювань і заборонено при взаємодії одного випромінювання. Цим також пояснюється сильне збільшення виходу іонів Ba^+ у відповідних областях частот при одночасній взаємодії випромінювання ЛЦЗ і ДГ в порівнянні з виходом цих іонів при взаємодії лише випромінюванням ЛЦЗ. Таким чином, у наших умовах при одночасному впливі на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ і ДГ реалізується багатофотонне збудження атомів Ba і подальша іонізація ряду їх збурених станів, а в околі частот $\omega_1 = 8836 \text{ см}^{-1}$ ($2\omega_1 = 17672 \text{ см}^{-1}$) – також і незбуреного стану $6p^2 \ ^1D_2$.

Розглянемо тепер утворення двозарядних іонів, результати досліджень яких приведені на рис. 2. При одночасному впливі на атомний пучок випромінювань ЛЦЗ і ДГ у всьому використаному діапазоні частот має місце значно більший (приблизно в $10^2 - 10^3$ раз) вихід іонів Ba^{2+} , ніж у випадку окремого впливу на атоми Ba цих випромінювань. Відмітимо, що на рис. 2 результати досліджень утворення іонів Ba^{2+} при іонізації атомів Ba лише випромінюванням ДГ не приведені, оскільки їх вихід не перевищував границю чутливості апаратури.

Дослідження утворення іонів Ba^{2+} при іонізації атомів Ba лише випромінюванням ЛЦЗ і лише випромінюванням ДГ описано в роботах [5, 6, 15, 16], тому тут ми його аналізувати не будемо. Відмітимо лише, що, як показали результати [5,6], при іонізації атомів Ba в діапазоні частот, які відповідають використаній у даній роботі області зміни частоти ДГ, реалізується каскадний механізм утворення іонів Ba^{2+} , а при іонізації лише випромінюванням ЛЦЗ [15, 16] — двоелектронний механізм утворення іонів Ba^{2+} . При цьому, як вказано в [15,16], утворення іонів Ba^{2+} пов'язано зі збудженням і іонізацією збурених станів нейтральних атомів Ba .

Аналіз отриманих нами результатів показує, що при спільному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ на атоми Ba також реалізується двоелектронний механізм утворення іонів Ba^{2+} , причому утворення іонів Ba^{2+} обумовлено збудженням і подальшою іонізацією збурених станів нейтральних атомів Ba . На це вказують два факти.

По - перше, як показано вище, при спільному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ в умовах наших досліджень в усьому використаному діапазоні частот реалізується велика імовірність збудження сильно збурених станів атома Ba і в усьому цьому діапазоні вихід іонів Ba^{2+} значно більший їх виходу при роздільній взаємодії.

По - друге, як впливає із рис.2, в околі частот $\omega_1 = 8836 \text{ см}^{-1}$ ($2\omega_1 = 17672 \text{ см}^{-1}$)

у виході іонів Ba^{2+} має місце провал, розміщення якого на частотній шкалі точно співпадає з розміщенням резонансного максимуму у виході іонів Ba^+ . Як показано вище, поява цього максимуму обумовлена збудженням випромінюванням ДГ незбудженого стану $6p^2 \ ^1D_2$. Звідси випливає, що велика імовірність збудження незбуджених станів не призводить до збільшення виходу іонів Ba^{2+} .

В області частот, в якій знаходиться відмічений вище провал, також можуть збуджуватись збудженні стани. Так, в цю область попадає частота $\omega_{nm} = 8845 \text{ см}^{-1}$, яка відповідає однофотонному переходу $6s5d^3 \ D_2 \rightarrow 6s6p^1 \ P^0_1$. Характер збудження рівнів у цій області є таким самим, як і в описаному вище випадку збудження рівня $6p^2 \ ^3P_1$ (див. рис. 1, b і c). імовірність збудження цих збуджених станів також повинна бути великою, оскільки воно пов'язане з поглинанням малої кількості фотонів. Тим не менше вихід іонів Ba^{2+} при одночасному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ в області вказаних частот менша ніж їх вихід в інших областях використаного спектру.

Цей факт пояснюється наступним чином. Трифотонна іонізація атомів Ba випромінюванням ДГ через двофотонний резонанс з незбудженим станом $6p^2 \ ^1D_2$ має

порівняно велику імовірність. В умовах насичення велика імовірність іонізації призводить до того, що насичення наступає в момент, коли напруженість поля випромінювання ЛЦЗ не досягає достатнього для суттєвого збудження відповідних станів значення. Іншими словами, при одночасному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ в області частот $\omega_1 = 8836 \text{ см}^{-1}$ і $2\omega_1 = 17672 \text{ см}^{-1}$ в момент, коли може наступити суттєве збудження відповідних рівнів атомів Ba випромінюванням ЛЦЗ, самих нейтральних атомів в області взаємодії уже не буде. Оскільки утворення двозарядних іонів у розглядуваному випадку пов'язане із збудженням та іонізацією збуджених станів нейтральних атомів, описане вище насичення іонізації повинно призводити до зменшення виходу іонів Ba^{2+} в порівнянні з їх виходом в області інших частот збудження і до іонізації збуджених станів атома Ba .

Таким чином, утворення двозарядних іонів Ba^{2+} при одночасному впливі випромінювань ЛЦЗ і ДГ пов'язано зі збудженням і іонізацією сильно збуджених станів нейтральних атомів Ba , тобто в описаних умовах реалізується двоелектронний механізм утворення іонів Ba^{2+} .

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Суран В.В., Запесочный И.П. Наблюдение Sr^{2+} при многофотонной ионизации атомов стронция // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т.1. – №1. – С. 973 – 974.
2. Алексахин И.С., Делоне Н.Б., Запесочный И.П., Суран В.В. Наблюдение и исследование процесса двухэлектронной многофотонной ионизации атомов // ЖЭТФ. – 1979. – Т.76. – В.3. – С. 887 – 895.
3. Feldman D., Krautwald H.J., Welge H.J. Resonant double ionisation of strontium atoms by tunable laser radiation // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1982. V. 15. L529.
4. Nakhate S.G., Arpad S.A., Razvi M.A.N., Saksena G.D. Multiphoton ionization of barium with a tunable pulsed laser in the range 570-608 nm // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1991. V. 24. P. 4973-4985.
5. Бондарь И.И., Дудич М.И., Суран В.В. Образование одно- и двухзарядных ионов при нелинейной ионизации атомов стронция и бария лазерным излучением в области частот 16800-18000 см^{-1} // ЖЭТФ. – 1986. – Т.90. – В.6. – С. 1952 – 1962.
6. Delone N.B., Krainov V.P. Multiphoton Processes in Atoms. – Berlin: Springer-Verlag. 1994. – 318 p.

7. Бондарь И.И., Суран В.В. Модель двухэлектронного механизма образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации щелочноземельных атомов // Оптика и спектроскопия. – 2003. – Т.94. – В.4. – С. 709 – 713.
8. Бондарь И.И., Суран В.В., Доказательство реализации двухэлектронного механизма образования ионов Ba^{2+} в инфракрасной области спектра ($\omega - 9395\text{см}^{-1}$) // Письма ЖЭТФ. - 1992 Т.56. С. °781 – 789.
9. Bondar I.I., Suran V.V. Investigation of the Mechanism of Nonlinear Double Ionization of Ba Atoms in the Infrared Spectral Region // Laser Physics. 1993 V. 3. L863- 870.
10. Суран В.В., Бондарь И.И. Механизм образования двухзарядных ионов при нелинейной ионизации атомов Ba в области частот $9390-9470\text{ см}^{-1}$ // Квантовая электроника. – 2000. – Т.30. – №.12. – С. 1083 – 1086.
11. Bondar I.I., Suran V.V. On the Threshold Photodecay Law in a Two-Color Field // Laser Physics. 1994. V. 4. L1146 – 1151.
12. Zhy Y., Jones P.P., Sander W., Gallagher T.F., Camus P. Multiphoton double ionisation of Ba from 280 to 700 nm // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1989. V. 22. P. 585-599.
13. Bondar I.I., Delone N.B., Suran V.V., Zov B.A. Dependence of the process of nonlinear two-electron ionization of the barium atom on the polarization of the laser radiation // Optics Comms. 1982. V. 40. L268 – 270.
14. Бернат Т.Т., Бондарь И.И., Суран В.В. Образование двухзарядных ионов стронция в области частот $8100-9200\text{ см}^{-1}$ // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т.71. – В.1. – С. 40 – 45.
15. Бондарь И.И., Суран В.В. Резонансная структура образования двухзарядных ионов при реализации двухэлектронного механизма ионизации атомов лазерным излучением // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т.68. – В.11. – С. 796 – 800.
16. Bondar I.I., Suran V.V. Formation of Doubly Charged Ions in the Ionization of Sr Atoms with Radiation of Color-Center Lasers // Laser Physics. 1991. V.3. L650 – 655.
17. Bondar I.I., Suran V.V., Dudich M.I. Resonant structure in doubly charged ion formation during multiphoton ionization of Sr and Ba atoms by infrared laser radiation. // Laser Physics – 2000. – V.33. – P. 4243 – 4254.
18. Бондарь И.И., Суран В.В. Модель двухэлектронного механизма образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации щелочноземельных атомов. // Оптика и спектроскопия, 2003, т.94, с.533-537.
19. Bondar I.I., Suran V.V., and Bondar D.I. Effect of the Spatial Distribution of Laser Radiation on the Ion Yield for the Two-Electron Mechanism of Doubly Charged Ion Formation. // Laser Physics. 2004. Vol. 14, No. 1. p. 64–70.
20. Бондарь И.И., Суран В.В., Бондарь Д.И. Зависимость процесса образования ионов Ba^{2+} от интенсивности излучения при реализации двухэлектронного механизма в двух лазерных полях. // Оптика и спектроскопия, 2006, т.100, №3, с.382-387.
21. Bondar I.I., Suran V.V., and Bondar D.I. Multiphoton-double-ionization probability linearly depends on laser intensity: Experimental studies of barium. // Pys. Rev. A 88, 023407 (2013).
22. Бондарь И.И., Суран В.В., Бондарь Д.И. Зависимость вероятности двухэлектронного механизма образования двухзарядных ионов бария от интенсивности лазерного излучения. // ЖЭТФ. 2013 т.143, вып. 6, с. 1027-1032 .
23. Бондарь И.И., Суран В.В. Резонансная структура образования двухзарядных ионов при реализации двухэлектронного механизма ионизации атомов лазерным излучением. // Письма ЖЭТФ. 1998. - Т.113. - С.796

Стаття надійшла до редакції 12.03.2015

V.V. Suran, I.I. Bondar, I.I. Aksenjuk

Uzhgorod National University, Voloshin Str., 54, Uzhgorod, 88000

FORMATION OF DOUBLY-CHARGED IONS UNDER IONIZATION OF BARIUM ATOMS IN TWO LASER FIELDS

Experimentally investigated the formation of singly charged ions in the multiphoton ionization of Ba during simultaneous influence of two radiation – the radiation colour-centers laser ($\omega = 8800 - 8880 \text{ cm}^{-1}$) and its second harmonic. It is shown that the mechanism of formation of these ions is a two-electron.

Key words: multiphoton ionization, doubly charged ions, two-electron mechanism, the dynamic Stark effect.

В.В. Суран, І.І. Бондарь, І.І. Аксенюк

Ужгородский национальный университет, ул. Волошина, 54, Ужгород, 88000

ОБРАЗОВАНИЕ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ БАРИЯ В ДВУХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Экспериментально исследовано образование двухзарядных ионов при многофотонной ионизации атомов Ba под одновременным взаимодействием двух излучений: основного излучения лазера на центрах окраски ($\omega = 8800 - 8880 \text{ cm}^{-1}$) и его второй гармоники. Показано, что механизм образования этих ионов является двухэлектронным.

Ключевые слова: Многофотонная ионизация, двухзарядные ионы, двухэлектронный механизм, динамический эффект Штарка.