

УДК 539.184.27: 548.0

В.В. Суран¹, І.І. Бондар²

^{1,2}Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54

¹e-mail: vasylsuran@gmail.com,

²e-mail: ivan.bondar@gmail.com

МЕХАНІЗМ УТВОРЕННЯ ДВОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ПРИ БАГАТОФОТОННІЙ ІОНІЗАЦІЇ АТОМІВ БАРІЮ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ В ОБЛАСТІ СПЕКТРА 16800-18700 cm^{-1}

В широкій області частот досліджений процес утворення двозарядних іонів при багатофотонній іонізації атомів барію лінійно- і циркулярно-поляризованим випромінюванням лазерів на барвниках. При зміні частоти випромінювання у виходах іонів Ba^+ і Ba^{2+} виявлено велике число резонансних максимумів. Однозначно доведено, що велика частина резонансних максимумів у виході іонів Ba^{2+} , обумовлена реалізацією резонансних переходів в спектр іонів Ba^+ . Цей факт однозначно доводить реалізацію каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} в області частот, що відповідають локалізації цих максимумів.

Ключові слова: багатофотонна іонізація, двозарядні іони, каскадний механізм, атом барію, резонансний процес.

Вступ

Попередні дослідження показали, що при багатофотонній іонізації атомів поряд з утворенням однозарядних іонів має місце утворення двозарядних [1] і навіть багатозарядних іонів [2]. Утворення двозарядних іонів (A^{2+}) при багатофотонній іонізації атомів лужноземельних елементів спостерігається при невеликих полях лазерного випромінювання ($\epsilon=5 \times 10^6-10^7$ В/см) в порівнянні з внутрішньоатомним ($\epsilon=5 \times 10^9$ В/см).

На даний час розглядаються два можливі механізми утворення двозарядних іонів при багатофотонній іонізації атомів: каскадний та двоелектронний [3]. У випадку реалізації каскадного механізму утворення іонів A^{2+} відбувається в результаті багатофотонної іонізації однозарядних іонів (A^+), які утворюються в тому ж лазерному імпульсі внаслідок багатофотонної іонізації атомів (A). Двоелектронний механізм утворення двозарядних іонів реалізується в результаті одночасного відриву двох електронів від атомів.

Попередні наші дослідження показали, що в результаті нелінійної іонізації атомів стронцію [3-7] і барію [8-11] в

інфрачервоній області спектра ($\omega \approx 8200-9500$ cm^{-1}), реалізується двоелектронний механізм утворення двозарядних іонів, тобто відбувається одночасний відрив двох зовнішніх s- електронів від цих атомів.

Експериментальні дослідження, проведені у видимій області спектра, показують, що в результаті багатофотонної іонізації атомів стронцію і барію лінійно-поляризованим лазерним випромінюванням наносекундного діапазону тривалості, реалізується каскадний механізм утворення двозарядних іонів [12-14]. Цей висновок був зроблений на основі ідентифікації резонансних максимумів, спостережуваних у виході двозарядних іонів (N^{2+}) при зміні частоти ω лінійно поляризованого лазерного випромінювання. Проте очевидно, що для проведення однозначної ідентифікації, спостережуваних в залежностях $\text{N}^{2+}(\omega)$ резонансних максимумів (тобто для однозначного з'ясування механізму утворення двозарядних іонів) потрібне проведення поляризаційних досліджень, тобто досліджувати прояв цих максимумів, як при лінійній, так і при циркулярній поляризації цього випромінювання.

Метою даної роботи є встановлення закономірностей і особливостей утворення

іонів Ba^{2+} при багатофотонній іонізації атомів лінійно- і циркулярно поляризованим лазерним випромінюванням, проведення з використанням цих поляризаційних досліджень однозначної ідентифікації резонансних максимумів в залежностях $N^{2+}(\omega)$, а також встановлення на основі цих досліджень механізму утворення іонів Ba^{2+} .

Постановка експерименту

В експериментах використовувався метод перетину пучків атомів і лазерного випромінювання з використанням резонансної іонізаційної спектроскопії. На деталях досліджень зупинятися не будемо, відмітимо лише наступне. Лазерне випромінювання фокусувалося в центр атомного пучка. Іони з області взаємодії пучків витягувалися постійним електричним полем, розділялися по заряду і масі у часопротічному мас-спектрометрі і детектувалися електронним помножувачем.

У дослідженнях використовувалися лазери на наступних барвниках: родамін 6Ж (діапазон зміни частоти випромінювання $\omega=16700-18000 \text{ см}^{-1}$) і родамін 110 ($\omega=17500-18700 \text{ см}^{-1}$). Накачування цих лазерів здійснювалося другою гармонікою неодимового лазера. Ширина лінії випромінювання лазера на барвнику була $\Delta\omega \approx 3 \text{ см}^{-1}$, тривалість імпульсу генерації $\tau \approx 50 \text{ нс}$. Лінійна поляризація лазерного випромінювання отримувалася за допомогою поляризатора Глана-Фуко. Лінійна поляризація випромінювання перетворювалася в циркулярну поляризацію за допомогою ромба Френеля.

Результати досліджень та їх обговорення

Результати досліджень залежностей виходів одозарядних (N^+) і двозарядних (N^{2+}) іонів барію від частоти ω лазерного випромінювання при лінійній і циркулярній (тільки для іонів Ba^{2+}) поляризаціях лазерного випромінювання приведені на рис. 1-2.

Слід зазначити, що в діапазоні частот лазерного випромінювання $\omega = 16900-$

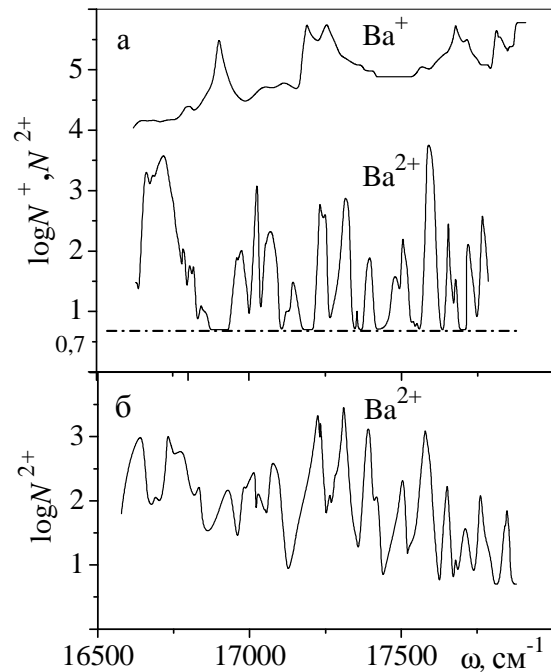


Рис. 1. Залежності виходів іонів Ba^+ и Ba^{2+} від частоти випромінювання лазера на барвнику родамін-6Ж при лінійній (а) та циркулярній (б) поляризації випромінювання.

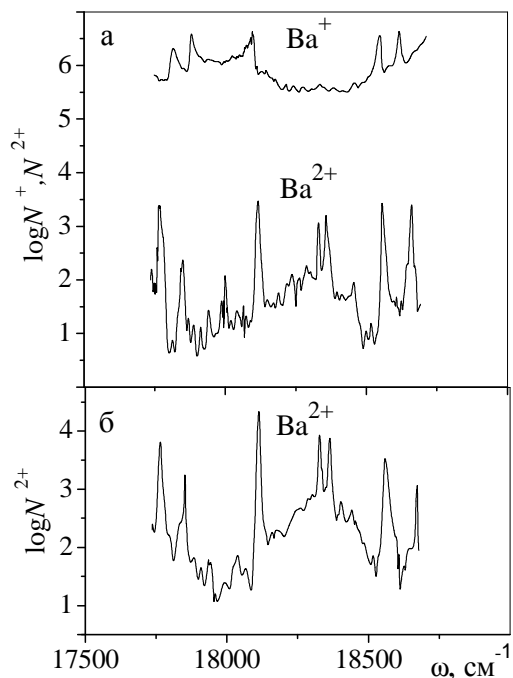


Рис. 2. Залежності виходів іонів Ba^+ та Ba^{2+} від частоти випромінювання лазера на барвнику родамін-110 при лінійній (а) та циркулярній (б) поляризації випромінювання.

17800 см^{-1} не вдалося досліджувати вихід іонів Ba^{2+} у міжрезонансних проміжках

залежності $N^{2+}(\omega)$. Вихід цих іонів в даному випадку був менше чутливості системи реєстрації.

Дослідження залежностей $N^+(\omega)$ і $N^{2+}(\omega)$ при лінійній і циркулярній поляризації випромінювання проводилися при фіксованій величині напруженості поля лазерного випромінювання ϵ . Абсолютизація співвідношення між виходами іонів Ba^+ і Ba^{2+} проводилася тільки для лінійної поляризації випромінювання. Залежно від частоти випромінювання лазера співвідношення між виходами (N^{2+} і N^+) іонів Ba^{2+} і Ba^+ змінюється від $N^{2+}/N^+ < 10^{-6}$ до $N^{2+}/N^+ \approx 10^{-1}$.

Утворення однозарядних іонів

На деталях процесу утворення однозарядних іонів Ba^+ зупинятися не будемо. Відмітимо лише, що утворення цих іонів відбувається в результаті трифотонної іонізації атомів. Детальне обговорення, спостережуваних в залежностях $N(\omega)$ резонансних максимумів при малих величинах поля ϵ і їх ідентифікація приведені в нашій роботі [15]. Спостережувані в залежностях $N^+(\omega)$ резонансні максимуми при великих величинах поля ϵ , обумовлені двофотонним збудженням наступних зв'язаних станів атома Ba : $5d7s \ ^1D_2$ ($\omega_t=16897 \text{ см}^{-1}$), $6p^2 \ ^1S_0$ ($\omega_t=17183 \text{ см}^{-1}$), $6p^2 \ ^3P_0$ ($\omega_t=17246 \text{ см}^{-1}$), $6p^2 \ ^1D_2$ ($\omega_t=17672 \text{ см}^{-1}$), $6p^2 \ ^3P_2$ ($\omega_t=17808 \text{ см}^{-1}$), $6s7d \ ^3D_2$ ($\omega_t=17881 \text{ см}^{-1}$), $5d6d \ ^3D_2$ ($\omega_t=18100 \text{ см}^{-1}$), $5d6d \ ^3F_2$ ($\omega_t=18545 \text{ см}^{-1}$), $6s9s \ ^1S_0$ ($\omega_t=18615 \text{ см}^{-1}$). Як бачимо, у виході іонів Ba проявляється двофотонне збудження одно- і двоелектронних зв'язаних станів, які є синглетними або триплетними. Відмітимо, що збудження цих же станів спостерігалось раніше і при малих значеннях величинах поля $\epsilon \approx 4 \times 10^4 \text{ В/см}$ [15]. Слід зазначити, що велика частина цих станів може збуджуватися і при циркулярній поляризації випромінювання (стани, які мають повний момент $J=2$).

Мала амплітуда, спостережуваних в залежностях $N^+(\omega)$ резонансних максимумів, обумовлена насиченням процесу трифотонної іонізації атома Ba . Проведені оцінки імовірності нерезонансного процесу трифотонної іонізації цих атомів з

використанням типових даних про ефективні перерізи багатофотонної іонізації атома Ba [16] показують, що насичення процесу іонізації цих атомів реалізується вже до моменту досягнення максимальної величини напруженості поля ϵ в лазерному імпульсі. Добре відомо, що імовірність резонансного процесу багатофотонної іонізації атомів істотно більша, ніж імовірність нерезонансного процесу іонізації. Як показують наші дослідження імовірність резонансного процесу утворення іонів Ba^+ приблизно в 10^4 раз більше імовірності нерезонансного процесу утворення цих же іонів [15]. У зв'язку з цим насичення резонансного процесу трифотонної іонізації атомів Ba повинне настати за істотно коротший час, ніж нерезонансного процесу. Таким чином, в умовах наших досліджень відбувається практично повна іонізація атомів на передньому фронті лазерного імпульсу. Цей факт сприяє реалізації каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} , оскільки у разі реалізації цього механізму іони Ba^+ є мішенню для утворення іонів Ba^{2+} .

Утворення двозарядних іонів

З результатів досліджень залежностей $N^+(\omega)$ і $N^{2+}(\omega)$, приведених на рис. 1-2, можна зробити ряд висновків: а) в переважній більшості випадків резонансні максимуми у виходах іонів Ba^+ і Ba^{2+} проявляються на різних частотах лазерного випромінювання (тільки на частотах $\omega=17240$ і 17680 см^{-1} резонансні максимуми у виходах цих іонів співпадають); б) резонансні максимуми у виході іонів Ba^{2+} мають ширину від 5 до 40 см^{-1} і амплітуди від одного до чотирьох порядків; в) одні резонансні максимуми в залежностях $N^{2+}(\omega)$ проявляються як при лінійній, так і при циркулярній поляризації випромінювання, інші - тільки при лінійній поляризації.

Розглянемо можливість реалізації в умовах наших досліджень каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} . У цьому механізмі мішенню для утворення іонів Ba^{2+} є іони Ba^+ . Відмітимо, що у разі багатофотонної іонізації атомів Ba іони Ba^+ з великою ефективністю можуть утворюва-

тися не лише в основному $6s\ ^2S_{1/2}$, але також і в перших збуджених $5d\ ^2D_{3/2,5/2}$ і $6p\ ^2P^o_{1/2,3/2}$ станах [17]. Відмітимо, що $5d\ ^2D_{3/2,5/2}$ стани розташовані по енергії нижче, ніж $6p\ ^2P^o_{1/2,3/2}$ стани.

Найбільш імовірним процесом, що призводить до утворення іонів Ba^+ в цих збуджених станах, є електронний розпад автоіонізаційних станів (AIC). Відмітимо, що спектр AIC атома Ba починається відразу ж за потенціалом іонізації цього атома і є дуже щільним. Так, залежно від частоти лазерного випромінювання в результаті три - або чотирифотонного збудження AIC і їх розпаду можливе утворення іонів Ba^+ в $5d\ ^2D_{3/2,5/2}$ станах, а в результаті чотири - або п'ятифотонного збудження AIC і їх розпаду - в $6p\ ^2P^o_{1/2,3/2}$ станах. Як бачимо, для утворення іонів Ba^+ у збуджених станах потрібне поглинання атомами Ba одного або двох надпорогових фотонів лазерного випромінювання.

Для багатофотонної іонізації іонів Ba^+ (тобто для утворення іонів Ba^{2+} у разі реалізації каскадного механізму) з різних початкових станів потрібне поглинання різного числа квантів. Так, поглинання найбільшого числа фотонів потрібно для іонізації іонів Ba^+ з основного $6s\ ^2S_{1/2}$ стану (п'яти фотонів), а поглинання найменшого числа фотонів - для іонізації іонів Ba^+ зі збудженого $6p\ ^2P^o_{3/2}$ стану (чотирьох фотонів).

У таблиці приведена ідентифікація резонансних максимумів, спостережуваних в залежностях $N^{2+}(\omega)$ при лінійній і циркулярній поляризації випромінювання. Відмітимо, що ця ідентифікація була проведена на основі добре відомих даних про спектри станів атомів Ba і іонів Ba^+ [18]. Резонансний максимум вважається ідентифікованим, якщо частоти ω_t , які відповідають одно-або багатофотонним переходам в спектрі атомів Ba або іонів Ba^+ , потрапляють в напівширину резонансних максимумів Γ_m .

Виходячи із зіставлення переходів в спектрі іонів Ba^+ , що відповідають частотам ω_t , і характеру прояву максимумів при різних поляризаціях випромінювання їх можна розділити на наступні типи:

А-резонансні максимуми проявляються при лінійній і циркулярній поляризаціях випромінювання і резонансні переходи в спектрі іонів Ba^+ на відповідних частотах ω_t дозволені для цих двох поляризацій;

Б-резонансні максимуми проявляються тільки при лінійній поляризації випромінювання і резонансні переходи в спектрі іонів Ba^+ на відповідних частотах ω_t дозволені лише при цій поляризації випромінювання;

В-резонансні максимуми проявляються тільки при лінійній поляризації випромінювання, а резонансні переходи в спектрі іонів Ba^+ на відповідних частотах ω_t дозволені як при лінійній, так і при циркулярній поляризації випромінювання.

Як видно з таблиці, більшість резонансних максимумів, спостережуваних в залежностях $N^{2+}(\omega)$, відносяться до типу А. Вони спостерігаються в цих залежностях як при лінійній, так і при циркулярній поляризації випромінювання і їх можна однозначно ідентифікувати резонансними переходами в спектрі іонів Ba^+ на відповідних частотах ω_t , оскільки ці переходи згідно правил відбору дозволені при цих поляризаціях. Цей факт є однозначним доказом реалізації каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} в області частот ω_m локалізації в залежностях $N^{2+}(\omega)$ розглянутих вище резонансних максимумів.

Звернемося до максимумів типу Б. Відсутність таких максимумів в залежностях $N^{2+}(\omega)$ в околі частот ω_m при циркулярній поляризації випромінювання обумовлена тим, що резонансні переходи в спектр іонів Ba^+ , на відповідних частотах ω_t , заборонені при циркулярній поляризації випромінювання. Розглянутий тип максимумів Б також вказує на реалізацію каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} в області частот ω_m локалізації в залежностях $N^{2+}(\omega)$ розглянутих вище резонансних максимумів.

Розглянемо максимуми типу В, які також можуть вказувати на реалізацію каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} в області частот ω_m , що відповідають локалізації в залежності $N^{2+}(\omega)$ резонансних максимумів. Так, відсутність в залежності

Ідентифікація резонансних максимумів в залежності $N^{2+}(\omega)$ для іонів Ba^{2+} при лінійній та циркулярній поляризації лазерного випромінювання

Лінійна поляризація випромінювання				Циркулярна поляризація випромінювання				
ω_m , см ⁻¹	Γ_m , см ⁻¹	*	Каскадний механізм		ω_m , см ⁻¹	Γ_m , см ⁻¹	Каскадний механізм	
			ω_t , см ⁻¹	Резонансний перехід в спектрі атома Ва або іона Ва ⁺			ω_t , см ⁻¹	Резонансний перехід в спектрі атома Ва або іона Ва ⁺
1	2	3	4	5	6	7	8	9
16970	25	B	16958	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 11s^2S_{1/2}$	Нема			
17025	10	B	17030	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 8g^2G_{7/2,9/2}$	Нема			
17070	45	A	17049	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{3/2}$	17075	35	17049	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{3/2}$
			17056	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{5/2}$			17056	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{5/2}$
			17057	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{3/2}$				
			17062	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{5/2}$			17062	$5d^2D_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10d^2D_{5/2}$
			17079	$5d^2D_{5/2} + \hbar\omega \rightarrow 6p^2P^0_{3/2}$			17079	$5d^2D_{5/2} + \hbar\omega \rightarrow 6p^2P^0_{3/2}$
17145	25	B	17140	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$	Нема			
17240	20	A	17238	$5d^2D_{5/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$	17235	20	17238	$5d^2D_{5/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$
			17247	$6s^2S_0 + 2\hbar\omega \rightarrow 6p^2P_0$				
17320	20	A	17319	$5d^2D_{5/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{7/2}$	17325	20	17319	$5d^2D_{5/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{7/2}$
17390	20	A	17393	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$	17390	20	17393	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$
17475	20	B	17473	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 11d^2D_{3/2}$	Нема			
			17476	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 11d^2D_{5/2}$				
			17481	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 11s^2S_{1/2}$				
17510	10	A	17503	$6s^2S_{1/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10s^2S_{1/2}$	17510	15		
			17505	$5d^2D_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$			17505	$5d^2D_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$
			17513	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 11s^2S_{1/2}$				
17590	20	A	17592	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$	17585	20	17592	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$
17655	15	A	17651	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$	17650	15	17651	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$
			17655	$6s^2S_{1/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9d^2D_{3/2}$				
			17662	$6s^2S_{1/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 9d^2D_{5/2}$				
17680	5		17672	$6s^2S_0 + 2\hbar\omega \rightarrow 6p^2D_2$ не ідентифікований в сп. Ва ⁺	Нема			
17720	10	A	17719	$5p^2P^0_{3/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$	17720	10	17719	$6p^2P^0_{3/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$
17765	10	A	17764	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$	17765	10	17764	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$
			17768	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 12d^2D_{3/2,5/2}$			17768	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 12d^2D_{3/2,5/2}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
17850	15	A	17839	$6p^2P^0_{3/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{7/2}$	17850	10	17839	$6p^2P^0_{3/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{7/2}$
			17843	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 11g^2G_{7/2,9/2}$			17843	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 11g^2G_{7/2,9/2}$
			17844	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 8g^2G_{7/2,9/2}$			17844	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 8g^2G_{7/2,9/2}$
			17852	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$			17852	$5d^2D_{3/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$
17990	5	B	17988	$5d^2D_{5/2} + 4\hbar\omega \rightarrow 12g^2G_{7/2,9/2}$	Нема			
18000	5	B	17998	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 11d^2D_{3/2,5/2}$	Нема			
18110	10	A	18109	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$	18110	10	18109	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$
18330	10	A	18327	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$	18330	10	18327	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 9g^2G_{7/2,9/2}$
18360	10	-	18364	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 11g^2G_{7/2,9/2}$	18360	10	18364	$6p^2P^0_{3/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 11g^2G_{7/2,9/2}$
18560	15	A	18561	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 12d^2D_{3/2}$	18560	15	18564	$6p^2P^0_{1/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$
			18564	$6p^2P^0_{1/2} + 2\hbar\omega \rightarrow 5f^2F^0_{5/2}$				
18670	5	A	18673	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$	18670	5	18673	$6p^2P^0_{1/2} + 3\hbar\omega \rightarrow 10g^2G_{7/2,9/2}$

*- Тип максимуму

Примітка: ω_m – частоти випромінювання, які відповідають резонансним максимумам в залежностях $N^{2+}(\omega)$, ω_t – частоти випромінювання, які відповідають резонансним переходам в спектрі атома Ва або іона Ва⁺, Γ_m – ширини резонансних максимумів в залежності $N^{2+}(\omega)$.

тях $N^{2+}(\omega)$ резонансних максимумів при циркулярній поляризації випромінювання цього типу може бути обумовлено тим, що при багатофотонній іонізації атомів Ва цим випромінюванням іони Va^+ не утворюються або утворюються з дуже малою імовірністю в тому початковому стані, з якого може реалізуватися резонансний перехід в спектр іонів Va^+ .

Як впливає з проведеної ідентифікації резонансних максимумів в залежностях $N^{2+}(\omega)$, в області "малих" частот випромінювання ($\omega \approx 16800-17700 \text{ см}^{-1}$) у виході іонів Va^{2+} проявляються велике число резонансних переходів, які обумовлені багатофотонною іонізацією іонів Va^+ з $5d \ ^2D_{3/2,5/2}$ і лише декілька переходів з $6s \ ^2S_{1/2}$ і бр $^2P^o_{1/2,3/2}$ станів. У області ж "великих" частот випромінювання ($\omega \approx 17700-18700 \text{ см}^{-1}$) у більшості випадків проявляються резонансні переходи, які обумовлені іонізацією іонів Va^+ зі збуджених бр $^2P^o_{1/2,3/2}$ станів.

Таким чином, проведення поляризаційних досліджень дозволило отримати нову інформацію про природу резонансних максимумів в залежностях $N^{2+}(\omega)$ і для більшості цих максимумів провести їх однозначну ідентифікацію. Відмітимо, що проведена в [14] ідентифікація резонансних максимумів, спостережуваних у виході іонів Va^{2+} при лінійній поляризації випромінювання, в основному, узгоджується з ідентифікацією цих максимумів проведеною в даній роботі.

В той же час, не усі можливі резонансні переходи в спектрі іонів Va^+ проявляються в залежностях $N^{2+}(\omega)$ у вигляді резонансних максимумів при лінійній і циркулярній поляризаціях випромінювання. Це обумовлено двома причинами.

По-перше, амплітуди резонансних максимумів в залежностях $N^{2+}(\omega)$ у разі реалізації каскадного механізму утворення іонів Va^{2+} визначаються не лише імовірністю реалізації резонансного процесу в спектрі іонів Va^+ , але і також значенням концентрації іонів Va^+ в тих початкових станах, з яких реалізується цей резонансний процес. У зв'язку з цим, при багатофотонній іонізації атомів Ва на окремих частотах випромінювання може

реалізуватися така ситуація, коли концентрація іонів Va^+ в певному початковому стані (див. вище текст), з якого може реалізуватися резонансний перехід в спектрі цих іонів, буде незначною. Мала величина концентрації іонів Va^+ в цьому стані не дозволяє в експерименті спостерігати резонансний максимум в залежності $N^{2+}(\omega)$.

По-друге, як вже відзначалося, для іонізації іонів Va^+ з різних початкових іонних станів ($6s \ ^2S_{1/2}$, $5d \ ^2D_{3/2,5/2}$ або бр $^2P^o_{1/2,3/2}$) потрібне поглинання різного числа фотонів, тобто ці процеси мають різну степінь нелінійності. У зв'язку з цим, може виникнути така ситуація, коли імовірність резонансного процесу багатофотонної іонізації іонів Va^+ з більшою ступеню нелінійності дорівнюватиме імовірності нерезонансного процесу з меншою ступеню. Так, наприклад, імовірність резонансного процесу іонізації іонів Va^+ з $6s \ ^2S_{1/2}$ і $5d \ ^2D_{3/2,5/2}$ станів може бути порівняна з імовірністю нерезонансного процесу іонізації цих іонів з бр $^2P^o_{1/2,3/2}$ станів. У зв'язку з цим, резонансні максимуми в залежностях $N^{2+}(\omega)$ можуть не проявлятися.

Розглянемо резонансні максимуми у виході іонів Va^{2+} , які проявляються на тій же частоті випромінювання ω , що і максимуми у виході іонів Ва ($\omega_m = 17240$ і 17680 см^{-1}). Відмітимо, що максимуми у виході іонів Va^+ , на відмічених вище частотах, обумовлені двофотонним збудженням незбурених зв'язаних станів (див. вище текст). Розглянемо спочатку резонансний максимум у виході іонів Va^{2+} на частоті $\omega_m = 17680 \text{ см}^{-1}$. Його не можна ідентифікувати резонансними переходами в спектр іонів Va^+ . Мала амплітуда цього максимуму у виході іонів Va^{2+} вказує на те, що він, мабуть, обумовлений збільшенням загального числа іонів Va^+ (які є мішенню для утворення іонів Va^{2+}) в об'ємі фокусування лазерного випромінювання. Дійсно, при реалізації резонансного процесу багатофотонної іонізації атомів Ва насичення процесу утворення іонів Va^+ відбувається у більшому об'ємі, ніж у випадку реалізації нерезонансного процесу. Причому, для того, щоб такого типу максимуми могли

реалізуватися, насичення резонансного процесу іонізації атомів повинне реалізуватися до того моменту часу, коли починається процес ефективного утворення іонів Ba^{2+} .

Величина об'єму, в якому реалізується насичення резонансного процесу іонізації атомів, залежить від імовірності двофотонного збудження зв'язаних станів атома Ba (див. утворення іонів Ba^+). У зв'язку з цим, такі максимуми у виході іонів Ba^{2+} можуть спостерігатися лише у тому випадку, якщо імовірність резонансного процесу іонізації атомів велика. Природно імовірність двофотонного збудження синглетних станів більша, ніж триплетних. Крім того, імовірність двофотонного збудження різних синглетних станів також різна. Мабуть, імовірність двофотонного збудження $br^2 \ ^1D_2$ стана більше, ніж інших зв'язаних станів і цим можна пояснити, чому тільки на частоті випромінювання $\omega_m=17680 \text{ см}^{-1}$ резонансні максимуми в залежностях $N^+(\omega)$ і $N^{2+}(\omega)$ співпадають.

Що ж до резонансного максимуму у виході іонів Ba^{2+} на частоті $\omega_m=17240 \text{ см}^{-1}$,

то його можна однозначно ідентифікувати резонансними переходами в спектр іонів Ba^+ , що вказує на реалізацію каскадного механізму утворення іонів Ba^{2+} . Таким чином, цей максимум не обумовлений резонансною зміною концентрації іонів Ba^+ при реалізації резонансних процесів в спектрі атомів Ba . Т.ч., в даному випадку має місце випадковий збіг частот ω_m резонансних максимумів у виходах іонів Ba^+ і Ba^{2+} .

Висновки

В результаті проведених досліджень виявлено, що у разі багатофотонної іонізації атомів Ba лазерним випромінюванням, більшість резонансних максимумів, які спостерігаються залежностях $N^{2+}(\omega)$ при лінійній і циркулярній поляризації лазерного випромінювання, можна однозначно ідентифікувати резонансними переходами в спектр іонів Ba^+ . Це є однозначним доказом реалізації в області частот ω_m випромінювання, де спостерігаються ці максимуми, каскадного механізму 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. Delone N.B., Krainov V.P. Multiphoton Processes in Atoms. – Berlin: Springer-Verlag. 1994. – 318 p.
3. 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.
4. Алексахин И.С., Запесочный И.П., Суран В.В. Процесс двойной многофотонной ионизации атома стронция // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т.26. – В.1. – С. 14–16.
5. Бернат Т.Т., Бондарь И.И., Суран В.В. Образование двухзарядных ионов стронция в области частот 8100–9200 см^{-1} // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т.71. – В.1. – С. 40–45.
6. 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. – 2000. – V.33. – P. 4243–4254.
7. Бондарь И.И., Суран В.В. Резонансная структура образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации атомов Sr в инфракрасной области спектра // Оптика и спектроскопия. – 2000. – Т.88. – В.6. – С. 914–919.
8. Бондарь И.И., Суран В.В. Влияние эффекта Штарка на многофотонную ионизацию атомов в условиях сильной зависимости динамической поляризуемости от частоты лазерного излучения // ЖЭТФ. – 1998. – Т.113. – В.2. – С. 499–512.
9. 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.
10. Бондарь И.И., Суран В.В. Модель двухэлектронного механизма образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации щелочно-земельных атомов // Оптика и спектроскопия. – 2003. – Т.94. – В.4. – С. 709–713.
 11. 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.
 12. 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.
 13. 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.
 14. 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 $16800-18000 \text{ см}^{-1}$ // ЖЭТФ. – 1986. – Т.90. – В.6. – С. 1952–1962.
 15. Бондарь И.И., Суран В.В. Спектр атома бария в поле лазерного излучения // Квантовая электроника. – 1990. – Т.17. – №.8. – С. 1038–1043.
 16. Ammosov M.V., Delone N.B., Ivanov M.Yu., Bondar I.I., Masalov A.V. Cross Sections of Direct Multiphoton Ionization of Atoms // Advances in Atomic Molecular and Optical Physics. – 1992. – V.29. – P.33 – 111.
 17. Nakhate S.G., Apmad 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.
 18. Moore Ch.E. Atomic Energy Levels. – Washington: CNBS, 1958. – V.3. – P. 131–135.

Стаття надійшла до редакції 20.12.2013

V.V. Suran, I.I. Bondar'

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

THE MECHANISM OF DOUBLY CHARGED IONS FORMATION UPON MULTIPHOTON IONIZATION OF BARIUM ATOMS BY LASER RADIATION OF $16800-18700 \text{ cm}^{-1}$ SPECTRAL RANGE

The process of formation of doubly charged ions upon multiphoton ionization of barium atoms by linearly and circularly polarized radiation of dye lasers is studied in the frequency range from $16\ 800$ to $18\ 700 \text{ cm}^{-1}$. A large number of resonance maxima in the yield of Ba^+ and Ba^{2+} ions were observed upon tuning the radiation frequency. It is unambiguously proved that most resonance maxima in the yield of Ba^{2+} ions are associated with the resonance transitions in the spectrum of Ba^+ ions. This fact confirms the cascade mechanism of formation of Ba^{2+} ions in the frequency range of localization of these maxima.

Keywords: multiphoton ionization, two-charged ions, cascade mechanism, barium atom, resonant process.

В.В. Суран, І.І. Бондарь

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

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ БАРИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ОБЛАСТИ СПЕКТРА 16800-18700 см⁻¹

В широкой области частот исследован процесс образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации атомов бария линейно- и циркулярно поляризованным излучением лазеров на красителях. При изменении частоты излучения в выходах ионов Ba^+ и Ba^{2+} обнаружено большое число резонансных максимумов. Однозначно доказано, что большая часть резонансных максимумов в выходе ионов Ba^{2+} , обусловлена реализацией резонансных процессов в спектре ионов Ba^+ . Это факт однозначно доказывает реализацию каскадного механизма образования ионов Ba^{2+} в области частот, которые соответствуют локализации этих максимумов.

Ключевые слова: многофотонная ионизация, двухзарядные ионы, каскадный механизм, атом бария, резонансный процесс.