

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ОБРАЗОВАНИЯ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ДВУХЭЛЕКТРОННОГО МЕХАНИЗМА ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

И.И.Бондарь, В.В.Суран

Ужгородский государственный университет¹⁾, 294000 Ужгород, Украина

Поступила в редакцию 28 сентября 1998 г.

Выполнена идентификация резонансной структуры процесса образования двухзарядных ионов при ионизации атома Ва излучением инфракрасного диапазона (излучением лазера на центрах окраски). Показано, что эта структура обусловлена возбуждением состояний нейтрального атома Ва, сильно возмущенных в результате реализации эффекта Штарка в условиях, когда динамическая поляризуемость имеет большие абсолютные величины и сильно зависит от частоты излучения.

PACS: 32.60.+i, 32.80.-t, 32.90.+a

Начиная с первой работы [1], в которой был обнаружен эффект образования двухзарядных ионов (A^{2+}) при многофотонной ионизации щелочноземельных атомов, ведутся интенсивные исследования по выяснению механизма образования этих ионов. Было выяснено, что при ионизации в видимой и ультрафиолетовой областях спектра основным механизмом образования ионов A^{2+} является каскадный, когда ионы A^{2+} образуются в результате многофотонной ионизации однозарядных ионов (A^+) (см., например, [2]).

Что касается инфракрасной области, то исследования показали, что механизм образования ионов A^{2+} в ней не является каскадным. Ряд исследований [3–6] показал, что мишенью для образования этих ионов в данном случае являются нейтральные атомы, что указывает на реализацию двухэлектронного механизма, когда ионы A^{2+} образуются непосредственно из нейтральных атомов. Однако до сих пор этот механизм окончательно не изучен. В первую очередь не выяснена природа резонансной структуры в зависимостях выхода ионов A^{2+} от частоты лазерного излучения $N^{2+}(\omega)$ (см., например, [7,8]).

Для решения этой задачи нами было проведено измерение зависимостей $N^{2+}(\omega)$ в сравнительно широком участке инфракрасной области спектра при различных величинах напряженности поля лазерного излучения ϵ . Исследования проводились на примере атома Ва. При этом использовалось линейно-поляризованное излучение лазера на центрах окраски с изменяемой в области $\omega = 8400 - 9100 \text{ см}^{-1}$ частотой генерации. Постановка экспериментов была обычной для исследований процесса многофотонной ионизации атомов (см., например, [7]). Результаты исследований приведены на рис.1.

Отметим, что процесс образования однозарядных ионов $Ва^+$ в этой же спектральной области и примерно при тех же величинах ϵ детально описан в работах [9–12]. Поэтому здесь он не будет рассматриваться.

¹⁾ e-mail: qel@iss.univ.uzhgorod.ua

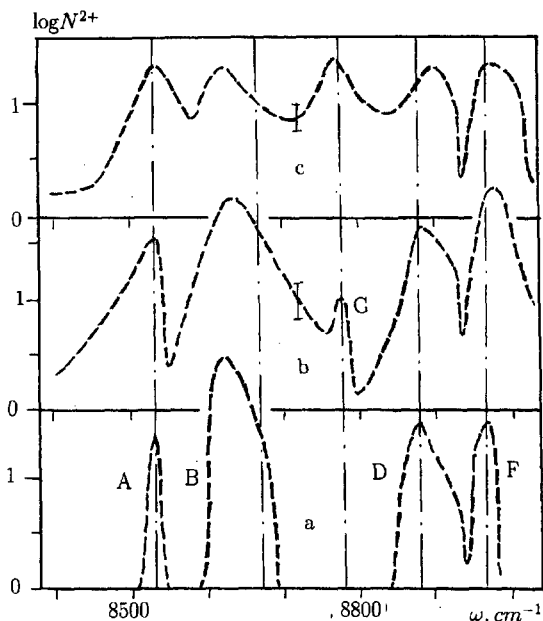


Рис.1. Зависимости выхода ионов Ba^{2+} от частоты лазерного излучения, измеренные при различных величинах ϵ : $4 \cdot 10^6$ В/см (а); $5.5 \cdot 10^6$ В/см (б) и $8 \cdot 10^6$ В/см (с). Штрих-пунктирной линией отмечены частоты ω_{nm}

Как видно, в зависимостях $N^{2+}(\omega)$ имеют место четко выраженные резонансные максимумы. Сравнительно небольшое изменение величины ϵ приводит к резкому уширению этих максимумов, а также к резкому уменьшению их амплитуды. Что касается положения максимумов на частотной шкале, то оно при изменении ϵ практически не изменяется. Анализ показывает, что эти максимумы нельзя идентифицировать резонансными переходами в спектре ионов Ba^+ , как это должно бы быть в случае реализации каскадного механизма образования ионов Ba^{2+} . Их нельзя также идентифицировать и переходами из основного состояния в невозмущенные состояния атомов Ва. Вместе с этим анализ показывает, что большинство частот ω_r , на которых проявляются эти максимумы (см. максимумы, обозначенные буквами А, С, D и F) практически совпадают с частотами ω_{nm} , соответствующими однофотонным переходам между возбужденными состояниями n и m атома Ва. В то же время эти частоты существенно отличаются от частот ω_n и ω_m , соответствующих многофотонному возбуждению этих состояний из основного $6s^2 1S_0$ состояния. Соответствующая схема переходов в атоме Ва приведена на рис.2а, а в таблице – величины частот ω_r , ω_{nm} ; расстройек $\Delta_{n;m}$ между энергией E состояний n и m и энергией K -фотонов с частотой ω_{nm} ($\Delta_{n;m} = K_{n;m}(\omega_{nm} - \omega_{n;m})$), а также соответствующие однофотонные переходы $n \rightarrow m$. В условиях наших экспериментов $K_n = 3$ и $K_m = 4$, а величины Δ_n и Δ_m являются одинаковыми и равными Δ (то есть $\Delta = \Delta_n = \Delta_m$).

Отметим сразу, что возникновение резонансной структуры при реализации приведенной на рис.2а схемы возбуждения, объясняется проявлением индуцированных резонансов в результате реализации динамического эффекта Штарка в условиях, когда динамическая поляризуемость уровней $\alpha_{n,m}$ имеет большие абсолютные величины и сильно зависит от ω . Ранее в работах [11, 13] было обнаружено, что при реализации таких же схем возбуждения атомов Ва и Sr в отдельных случаях прояв-

ляются резонансные максимумы в выходе однозарядных ионов. В этих же работах дано детальное объяснение процесса возбуждения атомов при реализации приведенной схемы возбуждения. Поэтому в этой работе он будет описан лишь вкратце.

Максимум	$\omega_r, \text{см}^{-1}$	Переход $n \rightarrow m$	$\omega_{nm}, \text{см}^{-1}$	$\Delta, \text{см}^{-1}$
A	8530	$5d6p^1F_3^0 \rightarrow 6p^2^1D_2$	8528	1224
C	8780	$5d6p^3P_1^0 \rightarrow 6p^2^3P_0$	8788	634
D	8880	$5d6p^1P_1^0 \rightarrow 6s7d^1D_2$	8880	1905
F	8970	$5d6p^1F_3^0 \rightarrow 6s7d^3D_2$	8969	93

Так, два уровня n и m в электромагнитном поле с частотой, близкой к частоте, соответствующей однофотонному переходу между этими состояниями ($\omega \simeq \omega_{nm}$), имеют большие значения абсолютных величин $\alpha_{n,m}$. Это приводит к сильному сдвигу этих состояний и тем самым к компенсации расстроек Δ (к выполнению условий $\Delta \simeq \alpha\epsilon^2/4$). При этом происходит настройка индуцированных резонансов с этими состояниями. Причем, из-за знаков величин $\alpha_{n,m}$ в результате компенсации расстройки при $\omega \leq \omega_{nm}$ реализуется многофотонное возбуждение одного уровня, а при $\omega \geq \omega_{nm}$ - второго.

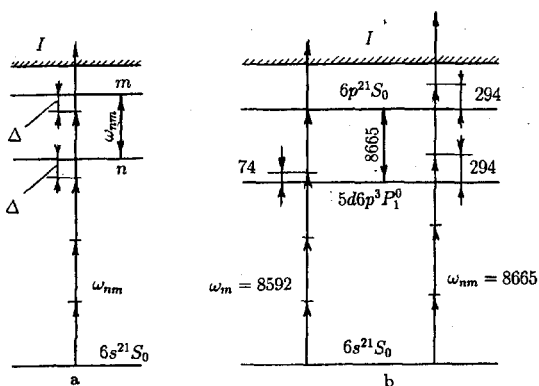


Рис.2. а, б - Схемы возбуждения атома Ва. Числами отмечены расстройки и частоты в см^{-1}

Поскольку абсолютные величины $\alpha_{n,m}$ являются большими, то настройка индуцированных резонансов может иметь место уже при сравнительно небольших величинах ϵ и даже для больших значений Δ . Так, для того, чтобы при $\epsilon \simeq 5 \cdot 10^6$ В/см скомпенсировалась наибольшая расстройка $\Delta = 1905 \text{см}^{-1}$ (см. таблицу), необходимо, чтобы значение абсолютных величин $\alpha_{n,m}$ было равным $\alpha \simeq 3 \cdot 10^4$ ат. ед. А это - реальная величина α уровней в окрестности частот, соответствующих однофотонным переходам из этих уровней [10, 12].

Как уже отмечалось, положение максимумов в зависимости $N^{2+}(\omega)$ практически не изменяется при изменении величины ϵ . В работе [11] показано, что отсутствие существенного сдвига резонансных максимумов в зависимости $N^+(\omega)$, соответствующих представленной на рис.2а схеме возбуждения, объясняется влиянием следующих факторов: большое значение абсолютных величин $\alpha_{n,m}$; их сильная зависимость от ω , а также неоднородность пространственно-временного распределения лазерного излучения. По всей видимости, это имеет место и для максимумов в выходе ионов Ba^{2+}

Как видно, основная часть резонансных максимумов в зависимостях $N^{2+}(\omega)$ проявляется при малой величине напряженности поля. В то же время максимум на частоте $\omega = 8780 \text{ см}^{-1}$ (максимум *C*) начинает проявляться при больших величинах ϵ . Этот эффект объясняется следующим образом. Как следует из таблицы, этот максимум связан с возбуждением триплетных состояний, а те, которые проявляются при малых величинах ϵ , — с возбуждением синглетных состояний. Поскольку вероятность возбуждения триплетных состояний из основного состояния существенно меньше вероятности возбуждения синглетных состояний, то для эффективного возбуждения атомов в первом случае необходима значительно большая величина ϵ , чем во втором случае.

Рассмотрим теперь максимум, обозначенный буквой *B*. В отличие от рассмотренных выше максимумов, для которых имеет место примерное совпадение частот ω_r и ω_{nm} , для отмеченного максимума такого совпадения нет. На частотной шкале он расположен между частотами 8595 и 8690 см^{-1} . Первая из них близка к частоте $\omega_m = 8592 \text{ см}^{-1}$, соответствующей четырехфотонному возбуждению состояния $6p^2 \ ^1S_0$, а вторая — к частоте $\omega_{nm} = 8665 \text{ см}^{-1}$, соответствующей однофотонному переходу из этого состояния в состояние $5d6p \ ^3P_1^0$ (см. схему возбуждения атома Ва в данном случае, приведенную на рис.2b), то есть в области частот, которую занимает отмеченный максимум, разность между частотой лазерного излучения ω и частотой ω_{nm} является малой и изменяется от 74 до 0 см^{-1} . Поэтому динамическая поляризуемость состояний $6p^2 \ ^1S_0$ и $5d6p \ ^3P_1^0$ также имеет большие абсолютные величины и также сильно зависит от частоты.

Таким образом, и в этом случае проявление максимума в зависимости $N^{2+}(\omega)$ связано с возбуждением атомов Ва через индуцированный резонанс, который настраивается в условиях, когда динамическая поляризуемость имеет большую абсолютную величину и сильно зависит от частоты.

Как уже отмечалось выше, в работах [11, 13] выявлено, что в отдельных случаях при реализации приведенной на рис.2а схемы возбуждения резонансные максимумы проявляются также и в зависимостях $N^{2+}(\omega)$. В частности, при ионизации атома Ва в зависимостях $N^+(\omega)$ проявляются два таких максимума, которые совпадают по частоте с максимумами *B* и *C* в зависимости $N^{2+}(\omega)$ [9]. Детальный анализ условий, при которых такие максимумы проявляются в зависимостях $N^+(\omega)$, проведен в работах [11, 13]. Показано, что их проявление определяется конкуренцией процессов ионизации через описанные индуцированные резонансы с другими процессами ионизации. Что касается образования ионов Ba^{2+} , то поскольку все максимумы, которые имеют место в зависимостях $N^{2+}(\omega)$, идентифицируются описанным выше процессом ионизации через индуцированные резонансы, он является доминирующим при образовании этих ионов.

Таким образом, резонансная структура образования ионов Ba^{2+} в данном случае объясняется возбуждением и дальнейшей ионизацией сильно возмущенных в результате реализации эффекта Штарка связанных состояний нейтрального атома Ва. По всей видимости такой же результат должен быть и при ионизации других щелочноземельных атомов в инфракрасном диапазоне спектра, где реализуется двухэлектронный механизм образования ионов A^{2+} .

В заключение выражаем благодарность Н.Б.Делоне за постоянный интерес к проводимым нами исследованиям.

-
1. В.В.Суран, И.П.Запесочный, Письма в ЖТФ **1**, 973 (1975).
 2. I.I.Bondar, N.V.Delone, M.I.Dudich, and V.V.Suran, J. Phys. **B21**, 2763 (1988).
 3. И.И.Бондарь, В.В.Суран, Письма в ЖЭТФ **56**, 78 (1992).
 4. I.I.Bondar and V.V.Suran, Laser Physics **3**, 863 (1993).
 5. И.И.Бондарь, В.В.Суран, ЖЭТФ **103**, 774 (1993).
 6. I.I.Bondar and V.V.Suran, Laser Physics **4**, 1146 (1994).
 7. Т.Т.Бернат, И.И.Бондарь, В.В.Суран, Оптика и спектроскопия **71**, 40 (1991).
 8. N.V.Delone, I.I.Bondar, V.V.Suran, and B.A.Zon, Optics Commun. **40**, 268 (1982).
 9. В.В.Суран, И.И.Бондарь, М.И.Дудич, Оптика и спектроскопия **80**, 199 (1996).
 10. I.I.Bondar, Laser Physics **7**, 643 (1997).
 11. И.И.Бондарь, В.В.Суран, ЖЭТФ **113**, 499 (1998).
 12. И.И.Бондарь, В.В.Суран, Оптика и спектроскопия **61**, 325 (1998).
 13. И.И.Бондарь, Оптика и спектроскопия, в печати (1998).