

# П И С Ь М А

## В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 71, ВЫПУСК 1  
10 ЯНВАРЯ, 2000

Письма в ЖЭТФ, том 71, вып.1, стр.3 - 7

© 2000г. 10 января

### ИНДУЦИРОВАННОЕ ДИНАМИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ ШТАРКА ПЕРЕМЕШИВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ БАРИЯ

И.И.Бондарь, В.В.Суран

Физический факультет Ужгородского государственного университета<sup>1)</sup>  
294000 Ужгород, Украина

Поступила в редакцию 15 ноября 1999 г.

Приводятся результаты экспериментальных исследований возмущения атомов лазерным излучением в условиях, когда в результате эффекта Штарка энергия сдвигающегося уровня становится близкой к энергии ближайшего уровня.

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

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований возмущения атомов лазерным излучением в условиях, когда изменение энергии  $\delta E_n$  некоторого уровня  $n$  является сравнимым с разностью  $\Delta E_{nk}$  между энергиями этого уровня  $n$  и ближайшего уровня  $k$  ( $\Delta E_{nk}$ ), то есть в условиях  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$ . Отметим, что теоретическое описание реализации этого эффекта дано в [1,2], однако до последнего времени этот эффект экспериментально не наблюдался.

Экспериментальные исследования проводились нами для атомов Ва. При этом исследовалось возмущение метастабильных состояний  $6s5d\ ^3D_1$  и  $6s5d\ ^3D_2$ . Для возмущения этих уровней в наших исследованиях использовалось излучение лазера на центрах окраски (ЛЦО) с изменяемой в области  $\omega_1 = 8650 - 8900\text{ см}^{-1}$  частотой генерации. Напряженность поля, создаваемого этим излучением, в наших исследованиях была равной  $\epsilon_1 = 5 \cdot 10^5\text{ В/см}$ . Длительность лазерного импульса при этом была равной  $\tau = 4 \cdot 10^{-8}\text{ с}$ . Это излучение должно сильно возмущать состояние  $6s5d\ ^3D_2$  атома Ва, поскольку в область изменения частоты этого излучения попадает частота  $\omega_{nm} = 8845\text{ см}^{-1}$ , которая соответствует однофотонному переходу из отмеченного состояния  $6s5d\ ^3D_2$  в состояние  $6s6p\ ^1P_1^0$ . В этих условиях динамическая поляризуемость  $\alpha_n$  состояния  $6s5d\ ^3D_2$  должна быть большой и ее зависимость от частоты может быть записана в виде [2]

$$\alpha_n = \alpha_n(\omega) \approx \frac{(\omega_{nm} - \omega_1)d_{nm}^2}{(\omega_{nm} - \omega_1)^2 + \Gamma_m^2/4}, \quad (1)$$

<sup>1)</sup> e-mail: qel@iss.univ.uzhgorod.ua

где  $d_{nm}$  – матричный элемент перехода  $6s5d^3D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$ , а  $\Gamma_m$  – в общем случае максимальная из таких величин, как ширина уровня  $6s6p^1P_1^0$  и ширина линии излучения ЛЦО. Как следует из формулы (1), для частот  $\omega_1 \leq \omega_{nm}$  динамическая поляризуемость состояния  $6s5d^3D_2$  имеет положительный знак. Вследствие реализации динамического эффекта Штарка изменение энергии этого состояния ( $\delta E = -\alpha_n \epsilon^2 / 4$ , где  $\epsilon$  – напряженность поля лазерного излучения ЛЦО) в этой области спектра должна иметь отрицательный знак. А именно, при увеличении напряженности поля излучения ЛЦО в пределах лазерного импульса энергия состояния  $6s5d^3D_2$  будет уменьшаться и приближаться к энергии ближайшего состояния  $6s5d^3D_1$ .

Следует отметить, что в области частот  $\omega_1 \leq \omega_{nm}$  динамическая поляризуемость уровня  $6s5d^3D_1$  ( $a_k$ ) также описывается формулой, аналогичной формуле (1). Причем знак этой поляризуемости также является положительным. Это обусловлено тем, что для частот из указанной выше области выполняется также и условие  $\omega_1 \leq \omega_{km}$ , где  $\omega_{km}$  – частота, соответствующая однофотонному переходу из состояния  $6s5d^3D_1$  в состояние  $6s6p^1P_1^0$  ( $\omega_{km} = 9027 \text{ см}^{-1}$ ), то есть энергия уровня  $6s5d^3D_1$  под воздействием отмеченного излучения ЛЦО, так же, как и уровня  $6s5d^3D_2$ , будет уменьшаться.

Однако, как показывают оценки, динамическая поляризуемость состояния  $6s5d^3D_2$  в отмеченной области спектра существенно больше динамической поляризуемости состояния  $6s5d^3D_1$ . Это обусловлено следующими факторами. Во-первых, для указанных частот значение расстройки  $\omega_1 - \omega_{km}$  для уровня  $6s5d^3D_1$  больше, чем расстройка  $\omega_1 - \omega_{nm}$  для уровня  $6s5d^3D_2$ . Во-вторых, как следует из работы [3], величина матричного элемента  $d_{nm}$  для перехода  $6s5d^3D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$  в 5.5 раз больше, чем для перехода  $6s5d^3D_1 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$  ( $d_{km}$ ). Оценки показывают, что в указанной выше спектральной области динамическая поляризуемость состояния  $6s5d^3D_1$  примерно в 80 раз меньше, чем состояния  $6s5d^3D_2$ .

Отметим, что для того, чтобы при возмущении уровня  $6s5d^3D_2$  в условиях нашего эксперимента выполнялось условие  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$ , необходимо, чтобы величина его динамической поляризуемости была равной  $a \approx 5 \cdot 10^3$  а.е. Такая величина динамической поляризуемости является вполне реальной для триплетных состояний атомов Ва в окрестности частот  $\omega_{nm}$ , которые соответствуют переходам из этих состояний в синглетные [4].

Таким образом, в условиях наших экспериментов при увеличении напряженности поля излучения ЛЦО в пределах лазерного импульса уровень  $6s5d^3D_2$  будет сильнее сдвигаться, чем уровень  $6s5d^3D_1$ , и при некоторой величине напряженности поля излучения ЛЦО энергии этих двух состояний будут примерно равными.

Результаты возмущения в наших экспериментах исследовались методом ионизационной резонансной спектроскопии – определялось положение на частотной шкале максимумов в выходе ионов  $\text{Ba}^+$ , образующихся в результате ионизации возмущенных состояний. При этом возбуждение возмущенных состояний атома Ва осуществлялось совместным воздействием отмеченного выше излучения ЛЦО с излучением лазер на красителе (ЛК) с фиксированной частотой генерации ( $\omega_2 = 17735 \text{ см}^{-1}$ ). Напряженность поля, создаваемого этим излучением, была равной  $\epsilon_2 = 4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Длительность импульса этого излучения, так же, как и излучения ЛЦО, была равной  $\tau = 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Анализ показывает, что возмущение атома Ва (в том числе и состояний  $6s5d^3D_1$ ) этим излучением значительно меньше, чем излучением ЛЦО.

При совместном воздействии отмеченных выше излучений ЛЦО и ЛК на атом Ва может реализоваться процесс вынужденного комбинационного рассеивания (ВКР), в котором атом Ва поглощается один фотон излучения ЛК и излучается один фотон излучения с частотой, равной частоте излучения ЛЦО, в результате чего будут возбуждаться отмеченные выше возмущенные состояния  $6s5d^3D_1$  и  $6s5d^3D_2$ . Ионизация этих состояний осуществлялась как излучением ЛЦО, так и излучением ЛК. В наших исследованиях оба отмеченные выше излучения совмещались в пространстве и фокусировались в центр атомов Ва. Поляризация обоих излучений была линейной, причем ориентация векторов светового поля этих излучений была параллельной. В остальном постановка эксперимента была аналогичной той, которая описана нами в работе [5].

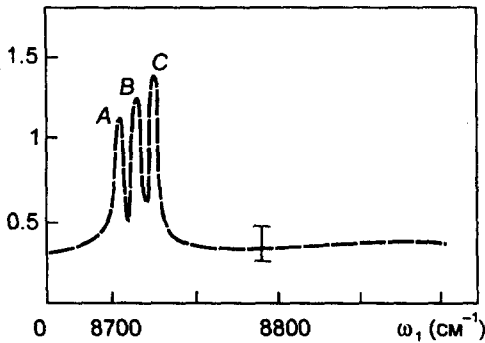


Рис.1. Зависимость выхода ионов  $Va^+$ , образующихся при одновременном воздействии на атомы Ва излучений ЛЦО и ЛК, от частоты излучения ЛЦО

Результаты исследований приведены на рис.1. Как видно из этого рисунка, в выходе ионов  $Va^+$  имеют место три резонансных максимума. Соответствующие им частоты излучения ЛЦО равны  $8705\text{ см}^{-1}$ ;  $8715\text{ см}^{-1}$  и  $8725\text{ см}^{-1}$ . Отметим, что ни один из этих максимумов не совпадает по частоте с максимумами, которые могут быть обусловлены возбуждением некоторых состояний атома Ва лишь излучением ЛЦО (см., например, данные работ [6, 7]). Таким образом, все три максимума на рис.1 обусловлены возбуждением в результате совместного воздействия на атом Ва излучений ЛЦО и ЛК. Анализ показывает, что лишь из этих максимумов идентифицируется возбуждением невозмущенного состояния. Так, максимум на частоте  $\omega_1 = 8705\text{ см}^{-1}$  (максимум, обозначенный на рис.1 значком А) обусловлен возбуждением невозмущенного состояния  $6s5d^3D_1$  в результате реализации описанного выше процесса ВКР (см. соответствующую схему возбуждения на рис.2). Частота излучения ЛЦО, которая соответствует этому процессу, равна  $\omega_1 = 8702\text{ см}^{-1}$ . Соответствующее этому максимуму образование ионов  $Va^+$  происходит в той части области взаимодействия лазерного излучения с пучком атомов Ва, где напряженность поля излучения ЛЦО является небольшой.

Следует отметить, что при параллельной ориентации световых векторов используемых излучений в соответствии с правилами отбора для переходов под действием двух излучений [8] возбуждение состояния  $6s5d^3D_1$  запрещено. Проявление же резонансного максимума в этом случае объясняется неидеальностью установки этой ориентации световых векторов используемых излучений, а также большим объемом области взаимодействия с небольшой величиной напряженности поля излучения ЛЦО, где происходит заселение невозмущенного состояния  $6s5d^3D_1$ . Отметим, что

такая же картина наблюдалась нами ранее в работе [5] при возбуждении в результате реализации ВКР других состояний атома Ва.

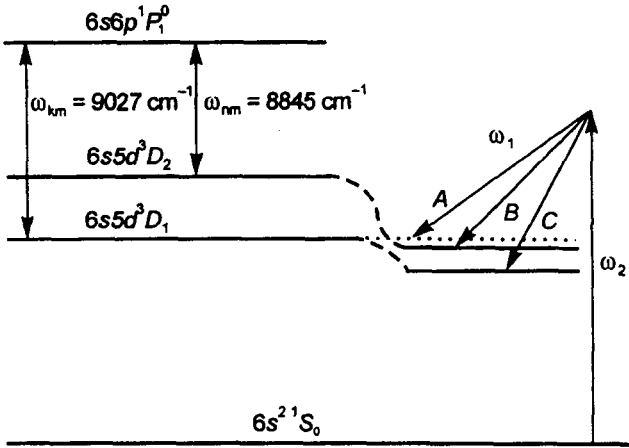


Рис.2. Схема возмущения и возбуждения атомов Ва. Левая часть соответствует невозмущенному атому Ва, а правая – возмущенному. Жирной штриховой линией показана схема изменения энергии состояний  $6s5d^3D_1$  и  $6s5d^3D_2$  при увеличении  $\epsilon$

Рассмотрим теперь резонансные максимумы, обозначенные на рис.1 символами  $B$  и  $C$ . Анализ показывает, что эти максимумы обусловлены возбуждением возмущенных состояний  $6s5d^3D_1$  и  $6s5d^3D_2$  в условиях, когда в результате сдвига состояния  $6s5d^3D_2$  выполняется условие  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$ . Соответствующие схемы возбуждения отмечены символами  $B$  и  $C$  на рис.2. Образование ионов  $Ba^+$ , соответствующее этому случаю, происходит в той части области взаимодействия лазерного излучения с пучком атомов Ва, где напряженность поля излучения ЛЦО является большой. Отметим, что эта область занимает небольшой объем в сравнении с общим объемом области, где совмещены излучения ЛЦО и ЛК.

Согласно теории, изложенной в [1], особенности возмущения двух уровней  $n$  и  $k$ , для которых разность полных моментов  $\Delta J$  не превышает 2, в условиях  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$  определяются взаимодействием этих двух состояний с полем лазерного излучения. Так, сдвиги каждого из этих уровней в этом случае зависят от динамических поляризуемостей обоих ( $n$  и  $k$ ) уровней и величины матричного элемента двухфотонного перехода между этими состояниями,  $V_{nk}^{(2)} = V_{nk}^{(2)}(\omega) + V_{kn}^{(2)}(-\omega)$ . Вследствие этого даже состояния с незначительной динамической поляризуемостью могут иметь значительный сдвиг. Кроме того, вследствие взаимодействия этих двух состояний с полем лазерного излучения они не могут пересечься. Разность энергий этих состояний в таких условиях определяется отмеченным двухфотонным матричным элементом.

Наблюдаемый в эксперименте характер зависимости, обозначенной символами  $B$  и  $C$ , хорошо согласуется с описанной выше картиной возмущения. Так, положение обоих максимумов на частотной шкале отличается от их положения, которое соответствует случаю возбуждения невозмущенных состояний  $6s5d^3D_1$  и  $6s5d^3D_2$ . Небольшая разность частот, на которых проявляются обсуждаемые максимумы  $B$  и  $C$  ( $\Delta\omega \approx 10 \text{ см}^{-1}$ ), может быть обусловлена небольшой величиной отмеченного выше двухфотонного матричного элемента  $V_{nk}^{(2)}$ .

Кроме того, при выполнении условия  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$  также должно реализоваться перемешивание состояний  $n$  и  $k$  – волновая функция каждого из этих состояний в

этом случае должна быть суперпозицией волновых функций обоих невозмущенных состояний. Доказательством того, что этот эффект реализуется в наших экспериментах, является то, что амплитуды обсуждающихся двух максимумов являются примерно равными. Если бы перемешивание указанных уровней не реализовалось, то амплитуды этих максимумов существенно различались бы между собой, поскольку в соответствие с правилами отбора при параллельной ориентации световых векторов поляризации двух излучений возбуждение разрешено для состояния  $6s5d^3D_2$  и запрещено для состояния  $6s5d^3D_1$  [8]. Отметим, что такая картина и наблюдалась нами ранее при возбуждении этих состояний в условиях, когда их динамические поляризуемости были равными нулю [9]. Амплитуда резонансного максимума, обусловленного возбуждением состояния  $6s5d^3D_2$ , в этом случае на два порядка больше амплитуды максимума, обусловленного возбуждением состояния  $6s5d^3D_1$ .

Таким образом, характер резонансной структуры, обозначенной символами  $B$  и  $C$ , хорошо объясняется перемешиванием состояний  $6s5d^3D_1$  и  $6s5d^3D_2$  в условиях  $\delta E_n \approx \Delta E_{nk}$ .

- 
1. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, М.: Энергоатомиздат, 1984.
  2. Л.П.Рапопорт, Б.А.Зон, Н.Л.Манаков, *Теория многофотонных процессов в атомах*, М.: Атомиздат, 1978.
  3. A.Bizzarri and M.C.E.Huber, *Phys. Rev.* **A42**, 5422 (1990).
  4. И.И.Бондарь, В.В.Суран, *Оптика и спектроскопия* **85**, 357 (1988).
  5. И.И.Бондарь, В.В.Суран, *ЖЭТФ* **107**, 1484 (1995).
  6. И.И.Бондарь, В.В.Суран, *ЖЭТФ* **113**, 499 (1998).
  7. И.И.Бондарь, В.В.Суран, *Оптика и спектроскопия* **85**, 357 (1998).
  8. А.Ю.Елизаров, Н.А.Черепков, *ЖЭТФ* **96**, 1227 (1989).
  9. В.В.Суран, И.И.Бондарь, М.И.Дудич, *ЖЭТФ* **109**, 393 (1996).