

О ВЛИЯНИИ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ НА ФОРМУ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА В ГАЗЕ

А.В.Тайченачев¹⁾, А.М.Тумайкин, В.И.Юдин

Новосибирский государственный университет

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2000 г.

На примере газа трехуровневых атомов с Λ -конфигурацией энергетических уровней показано, что влияние движения частиц на двухфотонные резонансы не исчерпывается остаточным доплеровским сдвигом $(k_1 - k_2)v$. В частности, при $k_1 = k_2$ ширина узкого провала в спектре поглощения ("темный" резонанс) испытывает существенное сужение по сравнению со случаем неподвижных атомов. Вне рамок теории возмущений исследована зависимость ширины этого резонанса от интенсивностей пробного и сильного полей.

PACS: 42.50.Gy

1. Метод двухфотонного резонанса является одним из основных в нелинейной лазерной спектроскопии газов [1]. Он позволяет получать резонансы свободные от доплеровского уширения [2]. В ряде случаев, например когда возбуждение происходит через реальный промежуточный уровень, могут возникать резонансные структуры с шириной запрещенного перехода [3]. Двухфотонные резонансы играют важную роль в ряде явлений нелинейной квантовой оптики, таких как когерентное пленение населенности [4], электромагнитно-индуцированная прозрачность (EIT) [5], электромагнитно-индуцированное поглощение (EIA) [6], усиление и генерация без инверсии [7], замедление света [8], в некоторых методах лазерного охлаждения атомов и ионов [9].

Хорошо известно, что двухквантовые резонансы подвержены влиянию эффекта Доплера. Обычно это влияние связывают с тем, что скорость атома v входит в условие двухфотонного резонанса:

$$\omega_{12} = (\omega_1 - \mathbf{k}_1 v) \pm (\omega_2 - \mathbf{k}_2 v), \quad (1)$$

где ω_{12} – частота атомного перехода, ω_1, \mathbf{k}_1 и ω_2, \mathbf{k}_2 есть частоты и волновые векторы лазерных полей. Знак \pm зависит от схемы возбуждения резонансных уровней: + для каскадной схемы, а – для Λ - или V -схемы. В результате для различных скоростных групп резонансы, вообще говоря, возникают на различных частотах, что при усреднении приводит к уширению или даже полному исчезновению резонанса [10]. Однако в случае близких частот ω_1 и ω_2 и коллинеарного распространения волн (встречных для каскадной схемы и однонаправленных для Λ - и V -схемы) этот эффект может оказаться пренебрежимо мал в силу малости остаточного доплеровского сдвига $(\omega_1 - \omega_2)v/c$. В этих условиях обычно считается, что влияние движения атомов на форму нелинейного резонанса в газе несущественно.

Цель настоящей заметки – показать, что влияние движения частиц на двухфотонные резонансы не исчерпывается описанным выше остаточным доплеровским сдвигом. Дело в том, что от скорости атомов зависят отстройки лазерных полей от

¹⁾ e-mail: llf@admin.nsu.ru

соответствующих однофотонных переходов, что, как известно (см., например, [10]), приводит к различию формы (из-за полевого уширения и нелинейных интерференционных эффектов) и положения (из-за светового сдвига) двухфотонного резонанса для различных скоростных групп. Поэтому, в результате усреднения по скоростям, форма резонанса в газе может существенно отличаться от случая однородного уширения даже при полном отсутствии остаточного доплеровского сдвига. Например, в газе трехуровневых Λ -атомов при $k_1 = k_2 = k$ ширина двухфотонного резонанса в спектре поглощения пробного поля определяется величиной $\sim V^2/k\bar{v}$ (V – частота Раби сильного поля, $\bar{v} = \sqrt{2k_B T/M}$ – наиболее вероятная скорость) вместо $\sim V^2/\gamma$ для случая однородного уширения (γ – скорость спонтанного распада возбужденного состояния). Таким образом, имеет место существенное “доплеровское сужение” двухфотонного резонанса. Этот результат вытекает, в частности, из аналитического выражения для восприимчивости, полученного в линейном приближении по пробному полю в работе [11], в которой, к сожалению, этот важный факт не обсуждался.

В настоящей работе детально исследуется влияние движения атомов, не связанное с остаточным доплеровским сдвигом, на форму двухфотонного резонанса в газе на примере трехуровневых Λ -атомов. При этом мы выйдем за рамки использованного в [11] линейного приближения, что позволит проанализировать зависимость ширины резонанса от интенсивностей полей, а также установить предел применимости линейного приближения.

2. Рассмотрим резонансное взаимодействие газа трехуровневых атомов, энергетические уровни которых образуют замкнутую Λ -систему, с бихроматическим полем, состоящим из двух однонаправленных бегущих волн с амплитудами и частотами E_1, ω_1 и E_2, ω_2 (рис.1). Два нижних состояния атома |1⟩ и |2⟩ принадлежат

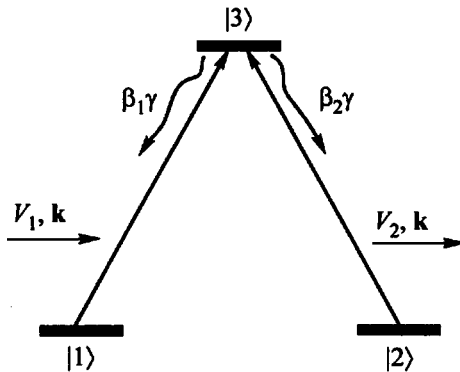


Рис.1. Схема энергетических уровней и радиационных переходов в трехуровневом Λ -атоме. Светоиндуцированные переходы изображены сплошными линиями. Волнистые линии показывают два возможных канала спонтанного распада ($\beta_{1,2}\gamma$ – соответствующие скорости)

основному нерелаксирующему уровню, а возбужденное состояние |3⟩ затухает со скоростью γ вследствие спонтанного излучения. Коэффициенты ветвления β_j ($j = 1, 2$) определяют вероятность $3 \rightarrow j$, для них выполняется $\beta_1 + \beta_2 = 1$ (условие замкнутости Λ -системы). Пусть каждое из полей возбуждает только одно плечо Λ -системы: поле E_1 – переход $1 \rightarrow 3$, а поле E_2 – переход $2 \rightarrow 3$. Пренебрегая остаточным доплеровским сдвигом, будем полагать в вычислениях волновые векторы полей равными $k_1 = k_2 = k$. При этом, очевидно, условие двухфотонного резонанса (1) будет выполнено одновременно для всех скоростных групп атомов. Пусть, кроме того, время взаимодействия атомов с полем достаточно велико так, что населенности атомных уровней достигают своих стационарных значений. В качестве спектроскопического

сигнала рассмотрим полное поглощение, которое в случае оптически тонкой среды пропорционально населенности возбужденного состояния n_3 . Стационарное решение для матрицы плотности трехуровневого атома с заданной скоростью v хорошо известно (см., например, [12]). Из результатов работы [12] для Λ -конфигурации резонансных уровней с учетом доплеровского сдвига населенность возбужденного уровня можно представить в виде

$$n_3 = \frac{D}{A(kv)^2 + Bkv + C}, \quad (2)$$

где знаменатель является полиномом второй степени по kv с вещественными коэффициентами A, B, C , корни которого комплексно сопряжены друг к другу. Это позволяет представить (2) в виде суммы двух лоренцианов (по kv):

$$n_3 = \frac{iR}{X - kv} + \frac{-iR}{X^* - kv} \quad (3)$$

с вещественным коэффициентом R . После этого преобразования усреднение с максвелловской функцией распределения по скоростям выполняется тривиально, а результат записывается при помощи функции ошибок комплексного аргумента. Опуская промежуточные вычисления, запишем окончательный ответ:

$$\langle n_3 \rangle_v = \frac{\sqrt{\pi} V_1^2 V_2^2}{k\bar{v}(\beta_2 V_1^2 + \beta_1 V_2^2)} \frac{1}{\text{Im}\{X\}} \text{Re} \left\{ \exp \left[-(X/k\bar{v})^2 \right] \text{Erfc}(-iX/k\bar{v}) \right\}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} X = & \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} - \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \frac{\beta_2 V_1^2 - \beta_1 V_2^2}{\beta_2 V_1^2 + \beta_1 V_2^2} + \frac{\beta_2 V_1^4 - \beta_1 V_2^4}{(\delta_1 - \delta_2)(\beta_2 V_1^2 + \beta_1 V_2^2)} + \\ & + i\frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{4V_1^2 V_2^2 [2\beta_2^2 V_1^2 + 2\beta_1^2 V_2^2 + \beta_1 \beta_2 (\delta_1 - \delta_2)^2]}{\gamma^2 (\beta_2 V_1^2 + \beta_1 V_2^2)^2} + \right. \\ & \left. + \frac{4V_1^2 V_2^2 [2\beta_2 V_1^4 + 2\beta_1 V_2^4 + (1 + 4\beta_1 \beta_2) V_1^2 V_2^2]}{\gamma^2 (\delta_1 - \delta_2)^2 (\beta_2 V_1^2 + \beta_1 V_2^2)^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь δ_j – отстройка j -й волны от резонанса для однофотонного $j \rightarrow 3$ перехода ($j = 1, 2$), V_j – соответствующие частоты Раби, которые, без ограничения общности, будем полагать вещественными. Выражение (4) в общем случае описывает резонансную структуру по $(\delta_1 - \delta_2)$ с провалом до нуля при $(\delta_1 - \delta_2) = 0$, что соответствует темному резонансу или резонансу электромагнитно-индуцированной прозрачности в газе.

Формула (4) позволяет проводить анализ поведения темного резонанса в различных режимах по отстройке полей и их интенсивности, а также при произвольном соотношении между доплеровской и однородной ширинами. Рассмотрим более детально случай, типичный для спектроскопии пробного поля, когда частота Раби пробной волны V_2 много меньше как частоты Раби сильной волны V_1 , так и скорости спонтанной релаксации γ . Мы будем интересоваться формой резонанса в условиях большого доплеровского уширения $kv \gg \gamma$. Тогда, полагая для определенности $\beta_1 = \beta_2 = 1/2$, имеем:

$$X \approx \delta_2 + \frac{V_1^2}{\delta_1 - \delta_2} + i\frac{\gamma}{2} \sqrt{1 + \frac{16V_1^2 V_2^2}{\gamma^2 (\delta_1 - \delta_2)^2}}. \quad (6)$$

Если частота сильного поля близка к частоте перехода $1 \rightarrow 3$, то зависимость $\langle n_3 \rangle_v$ от отстройки пробного поля δ_2 представляет собой широкий контур поглощения с доплеровской шириной $\sim 2k\bar{v}$, в центре которого имеется узкий провал (см. рис.2). Исследуем зависимость ширины провала Γ от интенсивности сильного поля, то есть

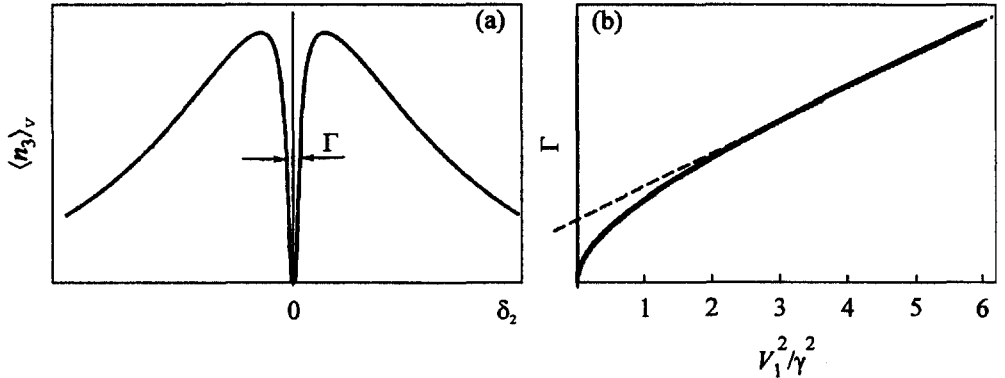


Рис.2. а) Типичный вид зависимости усредненной по скоростям населенности возбужденного состояния, от отстройки пробного поля в условиях точного резонанса с сильным полем $\delta_1 = 0$. б) Зависимость ширины темного резонанса Γ от интенсивности сильного поля $\propto V_1^2$ в условиях большого доплеровского уширения $k\bar{v} = 60\gamma$ при интенсивности пробной волны $V_2^2/\gamma^2 = 0.001$

эффект полевого уширения. Как видно из (4), есть два множителя, зависящих от частоты. Первый из них $1/\text{Im}\{X\}$ описывает резонансную структуру с шириной $\sim 2V_1V_2/\gamma$. Второй множитель $\sim \text{Re}\{\dots\}$ описывает структуру с шириной $\sim 2V_1^2/k\bar{v}$. Таким образом, существуют две области с различной зависимостью ширины темного резонанса Γ (см. рис.2б) от интенсивности сильного поля $\propto V_1^2$. По мере увеличения V_1^2 имеем переход от корневой зависимости $\sim \sqrt{V_1^2}$ к линейной $\sim 2V_1^2/k\bar{v} + Q$, как это хорошо видно из рис.2б. Величину константы Q можно оценить, проводя гладкую сшивку корневой и линейной зависимостей. Из условия непрерывности функции и ее первой производной находим точку сшивки

$$V_1^2 = \frac{(k\bar{v})^2}{4\gamma^2} V_2^2$$

и константу

$$Q \sim k\bar{v} V_2^2 / 2\gamma^2.$$

В результате имеем следующую оценку ширины темного резонанса при $V_1 \gg V_2$:

$$\Gamma \sim \begin{cases} 2V_1V_2/\gamma, & V_1 < (k\bar{v}/\gamma)V_2; \\ 2V_1^2/k\bar{v} + k\bar{v}V_2^2/(2\gamma^2), & V_1 > (k\bar{v}/\gamma)V_2. \end{cases} \quad (7)$$

Отметим, что при $V_1 < k\bar{v}$ всегда $\Gamma \ll V_1^2/\gamma$, то есть имеет место доплеровское сужение нелинейного резонанса.

Обсудим теперь область применимости часто используемого линейного приближения по пробному полю. Этому приближению, как следует из [11], соответствует ширина темного резонанса $\sim 2V_1^2/k\bar{v}$. Как видно из (7), этот режим реализуется только в очень слабом пробном поле:

$$V_2 \ll \frac{\gamma}{k\bar{v}} V_1. \quad (8)$$

Например, для паров рублидия имеем $\gamma \sim 5$ МГц, $k\bar{v} \sim 300$ МГц (при комнатной температуре). Тогда для применимости линейного приближения нужно, чтобы интенсивность пробного поля была в десятки тысяч раз меньше, чем интенсивность сильного поля.

В заключение отметим, что влияние движения атомов на форму двухфотонного резонанса обусловлено существенным вкладом быстрых атомов, которые далеко отстроены от однофотонных резонансов. В рассматриваемом случае газа Λ -атомов это влияние свелось к значительному доплеровскому сужению нелинейного резонанса. Однако при других схемах возбуждения эффект может проявиться в возникновении новой резонансной структуры. Например, для 4-уровневого атома [13] на фоне резонанса поглощения с шириной $\sim V_1^2/\gamma$ возникает узкий провал с шириной $\sim V_1^2/k\bar{v}$. Соответствующие результаты мы планируем более детально обсудить позже.

-
1. В.С.Летохов, В.П.Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва, 1990, гл.4,5.
 2. Л.С.Василенко, В.П.Чеботаев, А.В.Шишаев, Письма в ЖЭТФ **12**, 161 (1970).
 3. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, *Opt. Comm.* **84**, 139 (1991).
 4. E. Arimondo, *Coherent Population Trapping*, in *Progress in Optics* Ed. E. Wolf, North-Holland, Amsterdam, **XXXV**, 1996, p. 259.
 5. S.E. Harris, *Physics Today* **50**(7), 36 (1997).
 6. A.M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev.* **A57**, 2996 (1998).
 7. Т.Я.Попова, А.К.Попов, ЖПС **12**, 734 (1970); О.Кочаровская, *Phys. Rep.* **219**, 175 (1992); M.O. Scully, *Phys. Rep.* **219**, 191 (1992).
 8. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999); M.M. Kash, V.A. Sautenkov, A.S. Zibrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
 9. A. Aspect, E. Arimondo et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988); M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992); F. Deidrich, J.C. Bergquist et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403 (1989); C. Monroe, D.M. Meekhof et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4011-4014 (1995); S.E. Hamann, D.L. Haycock et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149 (1998).
 10. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Новосибирск, Наука, 1979.
 11. J. Gea-Banacloche, Y. Li, S. Jin, and M. Xiao, *Phys. Rev.* **A51**, 576 (1995).
 12. P.L. Kelley, P.J. Harshman et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B11**, 2298 (1994).
 13. А.В.Тайченачев, А.М.Тумайин, В.И.Юдин, Письма в ЖЭТФ **69**, 776 (1999).