

СУБДОПЛЕРОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ СИЛЬНЫМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ

А.С.Баев, А.К.Попов¹⁾

Институт физики Сибирского отделения РАН
Красноярский государственный университет,
Красноярский государственный технический университет
660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 1998 г.

После переработки 21 мая 1998 г.

Показаны новые возможности устранения некомпенсированного доплеровского уширения для различных типов нелинейно-оптических процессов за счет эффектов атомной когерентности в сильных электромагнитных полях.

PACS: 42.50.-p

1. Доплеровское уширение резонансов накладывает ряд фундаментальных ограничений на селективность взаимодействия электромагнитного излучения с атомно-молекулярными системами [1]. Широкое распространение получили методы двухфотонного возбуждения во встречных волнах, позволяющие устранить неоднородное уширение двухфотонных переходов. Однако данный метод применим лишь для ступенчатых конфигураций переходов и равных частот взаимодействующих волн. При этом значительные выходы из промежуточных резонансов существенно снижают сечения двухфотонного взаимодействия. В [2] и последующих публикациях [3–9] были предложены методы преодоления этих ограничений, основанные на использовании сильных полей и изменении частотно-корреляционных свойств многофотонных процессов в сильных резонансных полях. Были показаны возможности устранения неоднородного уширения и реализации субдоплеровских резонансов даже для конфигураций переходов типа комбинационного рассеяния. При этом резонансное взаимодействие возможно одновременно со всеми атомами, независимо от их скоростей. Методы индуцирования субдоплеровских спектральных структур в сильных лазерных полях в последнее время привлекают возрастающее внимание в контексте использования квантовых когерентных эффектов для манипулирования оптическими свойствами атомов и молекул с целью формирования больших сечений нелинейно-оптических процессов, спектральных окон прозрачности и безынерсного усиления, большой дисперсии вещества и эффективного заселения высоколежащих уровней ([10–12] и ссылки в них). В данной работе мы предлагаем новые варианты компенсации доплеровского уширения и захвата в резонанс атомов в широком интервале скоростей за счет эффектов когерентности и сильного поля. Выводы проиллюстрированы на численных примерах для одной из схем переходов.

2. Основная идея состоит в следующем. Пусть атом взаимодействует с одним сильным полем E_2 на частоте ω_2 , близкой к частоте перехода ω_{21} (рис.1, где $E_3 = 0$). Из-за вынужденных переходов между резонансными состояниями их амплитуды вероятностей оказываются промодулированными, что при большой частоте вынужденных переходов проявляется для пробного излучения на смежном переходе как

¹⁾ e-mail: popov@cc.krasscience.rssi.ru

расщепление общего уровня на два квазиуровня. Резонансные отстройки для слабого пробного излучения $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_{10}$ соответствуют значениям [2, 3, 6, 9]

$$\Omega_1^{(1,2)} = -\alpha_{1,2} = -\frac{1}{2} \left\{ \Omega_2 \pm \sqrt{4|G_{12}|^2 + \Omega_2^2} \right\}, \quad (1)$$

где $\Omega_2 = \omega_2 - \omega_{21}$, $G_{12} = E_2 d_{12} / 2\hbar$ - частота Раби. Отсюда следует, что факторы корреляции частот ω_1 и ω_2 в соответствующих резонансах определяются выражением

$$M_{1,2} = \frac{d\alpha_{1,2}}{d\Omega_2} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\Omega_2}{\sqrt{4|G_{12}|^2 + \Omega_2^2}} \right], \quad (2)$$

так что всегда $M_1 + M_2 = 1$. В слабых полях ($|G_{12}|^2 \ll \Omega_2^2$) $\Omega_1^{(1)} = -\Omega_2$, $\Omega_1^{(2)} = 0$, а факторы корреляции принимают значения $M_2 = 1$, $M_1 = 0$, соответствующие двухфотонному и ступенчатому процессам. В сильных полях ($|G_{12}|^2 \gg \Omega_2^2$) M_1 и M_2 становятся одинаковыми и равными $1/2$, то есть не соответствуют, ни однофотонным, ни двухфотонным процессам.

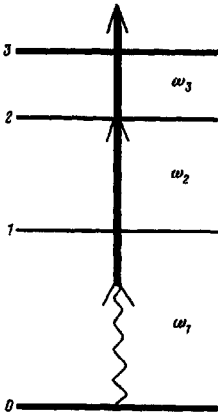


Рис.1. Схема переходов для устранения доплеровского уширения и захвата атомов в резонанс в широком интервале скоростей

Для атомов, движущихся со скоростью v , все расстройки с учетом доплеровского сдвига следует заменить на $\Omega'_{1,2} = \Omega_{1,2} - \mathbf{k}_{1,2}v$, где $\mathbf{k}_{1,2}$ - волновые векторы соответствующих излучений. Из условия $\Omega_1^{(1,2)} - \mathbf{k}_1 v = -\alpha_{1,2}(\Omega'_2)$ при $|\Omega_2| \gg |\mathbf{k}_2 v|$ в первом порядке по $\mathbf{k}_2 v / \Omega_2$ с помощью (1) получаем:

$$\Omega_1^{(1,2)} - \mathbf{k}_1 v = -(\alpha_{1,2} - M_{1,2} \mathbf{k}_2 v). \quad (3)$$

В слабых полях ($|G_{12}|^2 \ll \Omega_2^2$) из (3) получаем известное условие одновременного выполнения двухфотонного резонанса для всех атомов: $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$ ($\omega_1 = \omega_2$). Для конфигураций переходов типа комбинационного рассеяния условие (3) приобретает вид

$$\Omega_1^{(1,2)} - \mathbf{k}_1 v = \alpha_{1,2} - M_{1,2} \mathbf{k}_2 v \quad (4)$$

В сильных полях за счет значительного отличия $M_{1,2}$ от единицы условия (3) и (4) могут выполняться и при $k_1 \neq k_2$. Таким образом, при правильном выборе интенсивности сильного излучения полевые сдвиги уровней, в свою очередь зависящие

от скорости, могут скомпенсировать доплеровские сдвиги и привести к захвату в резонанс атомов во всем интервале скоростей и при $\omega_1 \neq \omega_2$, то есть даже на переходах типа комбинационного рассеяния [2, 3, 9].

3. Приведем результаты исследования новых возможностей манипулирования субдоплеровскими резонансами с помощью дополнительных сильных полей для различных типов резонансных нелинейно-оптических процессов. Рассмотрим для определенности нелинейно-оптический процесс, представленный на рис.1. Для большей наглядности рассмотрим случай, когда поле излучения на переходе 01 является столь слабым, что можно пренебречь изменением населенности уровней. Тогда формулу для вероятности поглощения в единицу времени фотонов $\hbar\omega_1$ можно представить в виде (см. [13], формулы (24),(26))

$$w(\Omega_1) = 2\text{Re} \left\{ \frac{|G_{01}|^2}{P_{01}} \frac{1}{1 + |G_{12}|^2/P_{01}P_{02}[1 + |G_{23}|^2/P_{02}P_{03}]} \right\}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} G_{01} &= E_1 d_{01}/2\hbar, \quad G_{23} = E_3 d_{23}/2\hbar, \\ P_{01} &= \Gamma_{01} + i(\Omega_1 - \mathbf{k}_1 \mathbf{v}), \quad P_{02} = \Gamma_{02} + i[\Omega_1 + \Omega_2 - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{v}], \\ P_{03} &= \Gamma_{03} + i(\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 - \mathbf{k}_* \mathbf{v}), \quad \mathbf{k}_* = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3, \end{aligned}$$

Γ_{ij} – однородные полуширины соответствующих переходов.

Приводя это выражение к общему знаменателю, получаем:

$$w(\Omega_1) = 2\text{Re} \left\{ |G_{01}|^2 \frac{P_{02}P_{03} + |G_{23}|^2}{P_{01}\tilde{P}_{02}P_{03}} \right\}, \quad (6)$$

где \tilde{P}_{02} описывает модифицированный сильными полями двухфотонный резонанс:

$$\tilde{P}_{02} = P_{02} + \frac{|G_{12}|^2}{P_{01}} + \frac{|G_{23}|^2}{P_{03}}. \quad (7)$$

Полагая отстройки полей от однофотонных резонансов намного больше не только однородных, но и доплеровских ширин переходов, и учитывая в (7) доплеровские сдвиги в первом неисчезающем приближении, получим:

$$\tilde{P}_{02} = \tilde{\Gamma}_{02} + i\tilde{\Omega}_{02} - i \left\{ \left(1 + \frac{|G_{12}|^2}{\Omega_1^2} \right) \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \frac{|G_{23}|^2}{(\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3)^2} \mathbf{k}_* \right\} \mathbf{v}, \quad (8)$$

где $\tilde{\Omega}_{02}$ и $\tilde{\Gamma}_{02}$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_{02} &= \Omega_1 + \Omega_2 - \frac{|G_{12}|^2}{\Omega_1} - \frac{|G_{23}|^2}{\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3}, \\ \tilde{\Gamma}_{02} &= \Gamma_{02} + \frac{|G_{12}|^2}{\Omega_1^2} \Gamma_{01} + \frac{|G_{23}|^2}{(\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3)^2} \Gamma_{03}. \end{aligned} \quad (9)$$

Формула (8) демонстрирует возможность получения суженного двухфотонного резонанса в поглощении пробного поля в присутствии двух сильных полей при различных соотношениях волновых векторов взаимодействующих излучений даже если условия компенсации доплеровского уширения на переходе 02 в отсутствие поля E_3 не

выполнены. Обсуждаемые эффекты являются следствием атомной когерентности, возбуждаемой сильными полями на взаимодействующих переходах.

Проиллюстрируем основные выводы на численной модели переходов атома Li со следующими параметрами: $\lambda_{01} = 670.784$ нм, $\lambda_{12} = 610.364$ нм, $\lambda_{23} = 1091.91$ нм, $\Gamma_{01} = 2.85$ МГц, $\Gamma_{12} = 8.35$ МГц, $\Gamma_{23} = 6.30$ МГц, а доплеровские полуширины – соответственно $\Delta\omega_{1D} = 1.362$ ГГц, $\Delta\omega_{2D} = 1.497$ ГГц, $\Delta\omega_{3D} = 0.837$ ГГц. Однородная полуширина двухфотонного перехода составляет $\Gamma_{02} = 5.5$ МГц.

4. Сначала рассмотрим случай, когда поле E_3 выключено. Отстройку от резонанса поля E_2 выберем намного большей доплеровской ширины перехода 12, а интенсивность – соответствующей условию $k_1 = M_1 k_2$, где M_1 – фактор корреляции (2). Для рассматриваемой численной модели при отстройке $\Omega_2 = 6.68$ ГГц требуемая для устранения уширения его частота Раби равна $G_{12} = 2.32$ ГГц. Суженный "квазидвухфотонный" резонанс в поле встречных волн с разной частотой имеет полуширину, приблизительно равную 10 МГц, а его положение оказывается смещенным относительно положения резонанса в слабых полях (рис. 2, кривая *a*). Резонансная отстройка пробного поля в этом случае определяется формулой (1) для $\Omega_1^{(1)}$.

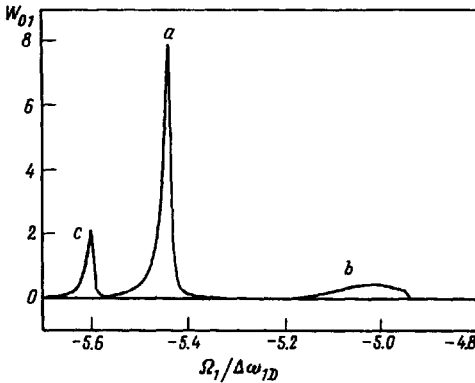


Рис.2. Резонансы поглощения пробного поля: кривая *a* – субдоплеровский резонанс в сильном поле E_2 ($E_3 = 0$), *b* – то же, если условия устранения доплеровского уширения не выполнены, *c* – компенсация остаточного доплеровского уширения с помощью сильного поля E_3 . Все кривые нормированы на значение линейного поглощения в центре доплеровски уширенного однофотонного резонанса

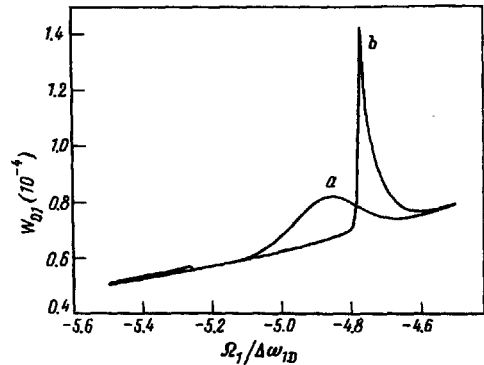


Рис.3. Резонансы поглощения пробного поля в присутствии другой слабой встречной волны с отличающейся частотой ω_2 : кривая *a* – доплеровски уширенный двухфотонный резонанс в отсутствие поля E_3 , *b* – компенсация доплеровского уширения с помощью сильного поля E_3 . Кривые нормированы на значение линейного поглощения в центре доплеровски уширенного однофотонного резонанса

Для переходов с почти вдвое различающимися частотами ($\omega_{10}/\omega_{21} \geq 0.5$) величина G_{12} , необходимая для получения узкого резонанса, возрастает до $10 \div 100$ ГГц, что соответствует интенсивности светового поля порядка 10 МВт/см².

Если интенсивность сильного поля E_2 меньше оптимальной ($G_{12} = 1.16$ ГГц), то условие получения бездоплеровского резонанса нарушается, при этом высота пика падает, а ширина увеличивается (рис.2, кривая *b*). Включение дополнительного сильного поля E_3 , распространяющегося навстречу наиболее коротковолновому излучению E_2 , позволяет вновь сделать ширину резонанса минимальной (формула (9)) и увеличить сечение поглощения фотонов ω_1 (рис.2, кривая *c*). Необходимые значения $G_{23} = 2.15$ ГГц, $\Omega_3 = -5.04$ ГГц.

5. Рассмотрим еще один вариант субдоплеровской спектроскопии, когда интенсивность встречных волн E_1 и E_2 мала, а их частоты выбраны не равными с целью приблизиться к промежуточному резонансу с уровнем 1. Сечение поглощения при этом возрастает приблизительно на 6 порядков, однако условие компенсации доплеровского уширения на переходе 02 нарушается и ширина линии двухфотонного поглощения не может быть уже, чем $|k_1 - k_2|\bar{v}$ (\bar{v} – тепловая скорость). При включении дополнительного сильного поля на частоте ω_3 , распространяющегося навстречу волне E_2 , появляется возможность (формула (8)) получить суженную линию с шириной, соизмеримой с минимально возможной шириной линии двухфотонного поглощения в слабых полях (то есть когда $k_1 = -k_2$) (рис.3). Иллюстрации соответствуют тем же переходам Li при $G_{12} = 8.35$ МГц, $\Omega_2 = 6.68$ ГГц ($(k_2 - k_1)/k_1 \approx 0.1$). Кривая a соответствует $E_3 = 0$, b – тем же условиям, но в присутствии сильного поля E_3 с $G_{23} = 0.45$ ГГц и $\Omega_3 = 0.94$ ГГц, распространяющегося вдоль волны E_1 .

6. В заключение отметим, что рассмотренные возможности легко обобщаются на схемы переходов типа комбинационного рассеяния, а также для схем, когда все три поля взаимодействуют с общим промежуточным уровнем.

При большом различии частот полей, взаимодействующих со смежными переходами, компенсация доплеровского уширения требует больших интенсивностей дополнительного излучения. С ростом интенсивности излучения бездоплеровский резонанс испытывает полевое уширение. Однако это противоречие может быть преодолено, так как величина полевого уширения пропорциональна произведению интенсивностей взаимодействующих излучений, а устранение доплеровского уширения может быть достигнуто путем увеличения интенсивности лишь одного из полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-02-00010С, 97-02-00016G и 97-02-16092)

-
1. В.С.Летохов, В.П.Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, М.: Наука, 1975.
 2. Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, А.А.Феокистов, *ЖЭТФ* **57**, 444 (1969).
 3. A.K.Popov and L.N. Talashkevich, *Proc.Int. Conf. Physics and Chemistry of Laser-Induced Processes in Molecules*, Edinburgh, U.K., 1978 (In: *Laser-Induced Processes in Molecules*. Eds. K.L.Kompa and S.F.Smith, Springer-Verlag, 1979, p.161); *Optics Comm.* **28**, 315 (1979).
 4. C.Cohen-Tannoudji, F.Hoffbeck, and S.Reynaud, *Opt. Comm.* **27**, 71 (1978).
 5. S.Reynaud, M.Himbert, J.Dupont-Roc et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 756 (1979).
 6. A.K.Popov, *Proc. Int. Conf. LASERS'79*, STS Press, McLean, 1980, p.295.
 7. A.K.Popov and V.M.Shalaev, *Optics Comm.* **35**,189 (1980); In: *Proc. Int. Conf. LASERS'81, USA*, STS Press, McLean VA, 1981, p.148; *Appl. Phys.* **27**, 63 (1981); *Оптика и спектр.* **49**, 617 (1980); *Квант. электр.* **7**, 1362 (1980); **9**, 488 (1982).
 8. S.Reynaud, M.Himbert, J.Dalibard et al., *Opt. Comm.* **42**, 39 (1982).
 9. А.К.Попов, *Введение в нелинейную спектроскопию*, Новосибирск: Наука, 1983.
 10. G.S.Agarwal and W.Harshawardhan, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1039 (1996).
 11. G.Vemuri, G.S.Agarwal, and D.Nageswara Rao, *Phys. Rev.* **A53**, 2842 (1996).
 12. Yifu Zhu and T.N.Wasserlauf, *Phys. Rev.* **A54**, 3653 (1996).
 13. А.К.Попов, *Известия РАН, физика* **60**,99 (1996).