

## ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОГО И ПРОЛЕТНОГО УШИРЕНИЯ НА СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ СДВИГ ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ

*В.А.Алексеев, Л.П.Яценко*

Показано, что совместное действие ударного и полевого или ударного и пролетного механизмов уширения приводит к появлению сдвига оптического стандарта частоты при изменении полевой и пролетной ширин изолированного нелинейного резонанса поглощения молекулярного перехода.

1. Использование резонансов насыщенного поглощения молекулярных газов в качестве реперов частоты в современных оптических стандар-

тах позволяет с высокой точностью воспроизводить частоту молекулярного перехода (см., например, [1]). В современных экспериментах точность такого воспроизведения практически полностью определяется величиной сдвига нелинейного резонанса поглощения относительно центра линии. В литературе неоднократно обсуждалось влияние на такой сдвиг наличия сверхтонкой структуры линии [2, 3], квадратичного эффекта Допплера [3], эффекта отдачи [4], кривизны волнового фронта [5] и ряда других факторов.

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на еще один эффект, приводящий к сдвигу резонанса, который до настоящего времени не обсуждался. В случае изолированного перехода, когда сверхтонкая структура отсутствует, он может доминировать.

2. Обсуждаемый эффект возникает в результате своеобразного взаимодействия столкновительного сдвига линии с другими механизмами уширения. Для пояснения причины такого взаимодействия напомним особенности столкновительного уширения нелинейных резонансов при низких давлениях.

Известно, что в тех случаях, когда радиационная ширина перехода достаточно мала, ударные ширина и сдвиг резонансов насыщенного поглощения молекулярного газа являются нелинейными функциями плотности [6, 7]. Качественное объяснение такой зависимости состоит в следующем. Интервал  $\Delta v$  проекций скоростей молекул, дающих вклад в резонанс, на направление волнового вектора поля  $\mathbf{k}$  определяется соотношением  $|\Delta v| \lesssim \gamma/k$ , где  $\gamma$  — однородная ширина линии. Поэтому, если столкновения выводят скорость молекулы из этого интервала, что происходит при выполнении условия  $kv_0 \bar{\theta} \equiv \Delta \omega_D \bar{\theta} \gg \gamma$ , где  $v_0$  — средне-тепловая скорость молекул,  $\bar{\theta}$  — средний угол рассеяния ( $\bar{\theta} \ll 1$ ), эффект изменения скорости молекул при столкновениях вносит вклад в ширину и сдвиг линии. При выполнении обратного соотношения  $\Delta \omega_D \bar{\theta} \ll \gamma$  изменение скорости молекулы при столкновениях перестает играть роль уширяющего фактора. В итоге при различных значениях  $\gamma$  ударные ширина и сдвиг линии  $\delta$  описываются разными формулами [7]

$$\gamma + i\delta = \begin{cases} \Gamma + i\Delta + \nu, & \gamma \ll \Delta \omega_D \bar{\theta} \\ \Gamma + i\Delta & , \gamma \gg \Delta \omega_D \bar{\theta} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  и  $\Delta$  — ширина и сдвиг линии обычной ударной теории; комплексный параметр  $\nu = \nu' + i\nu''$  отражает роль столкновений с изменением скорости. Величины  $\Gamma$ ,  $\Delta$  и  $\nu$  пропорциональны плотности возмущающего газа  $N$ , так что в области давлений, при которых  $\gamma \approx \Delta \omega_D \bar{\theta}$  происходит изменение наклона кривых  $\delta(N)$  и  $\gamma(N)$ . Характерная для молекулярных колебательно-вращательных переходов зависимость сдвига резонанса от давления  $\delta(N)$  показана на рис. 1 сплошной линией. Сильное увеличение наклона кривой  $\delta(N)$  с ростом плотности указывает на то, что величины  $\Delta$  и  $\nu''$  имеют разные знаки и близки по абсолютной величине. Допустим теперь, что помимо столкновительного уширения имеется какая-либо другая причина, уширяющая нелинейный резонанс

мощности, например полевое уширение, которое в отсутствие столкновений не приводит к сдвигу линии. Поскольку с ростом интенсивности поля растет полная ширина резонанса  $\gamma$ , из приведенного выше рассуждения ясно, что при этом область перегиба кривой  $\delta(N)$ , показанной на рис. 1, отодвигается в сторону меньших плотностей возмущающего газа.

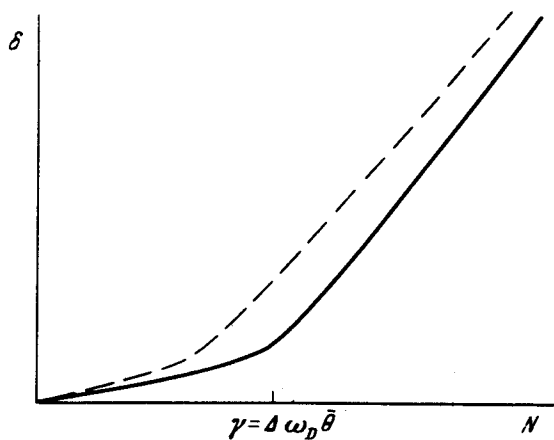


Рис. 1

Новое положение кривой  $\delta(N)$  показано на рис. 1 пунктиром. Таким образом, с изменением интенсивности поля при постоянном давлении возмущающего газа происходит переход с одной кривой на другую, что означает увеличение сдвига линии. Естественно, что аналогичный эффект увеличения сдвига линии при постоянном давлении имеет место при уширении, вызванном пролетом молекулы через световой луч или любой другой причиной. Важно подчеркнуть, что эффект полностью связан с нелинейностью зависимости столкновительного сдвига от плотности  $N$ .

3. Оставляя подробное рассмотрение до следующей публикации, приведем формулы и численные оценки сдвига для случая достаточно малых плотностей, когда отношение  $\gamma/\Delta\omega_D\bar{\theta} \ll 1$ .

Остановимся сначала на влиянии полевого уширения. Сохраняя члены первого порядка по параметру  $\gamma/\Delta\omega_D\bar{\theta}$ , в приближении скоростных уравнений для сдвига максимума лембовского провала поглощения плоской стоячей волны получим

$$\delta = \Delta + \nu^{\circ} \left[ 1 - \pi \frac{(\Gamma + \nu^{\circ})\sqrt{1+2I}}{\Delta\omega_D\bar{\theta}} \frac{2 + 2\sqrt{1+2I}}{1 + 3\sqrt{1+2I}} \right], \quad (2)$$

где  $I = (dE/\hbar)^2 (\Gamma + \nu^{\circ})^2$  — параметр насыщения,  $d$  — дипольный матричный элемент, перехода,  $E$  — амплитуда стоячей волны,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Из всех линий, по которым производится стабилизация частоты лазеров, к настоящему моменту наиболее полно изучена  $F_2^{(2)}$  компонента вращательно-колебательной линии  $P(7)$  полосы  $\nu_3$  метана ( $\lambda = 3,39$  мк). В случае уширения собственным давлением для этой линии  $d\Delta/dN =$

$= 100$  гц/мтор,  $\frac{d(\Delta + \nu')}{dN} = 10$  Гц/мтор [1], величина  $\Gamma + \nu'$  ста-

новится равной  $\Delta \omega_D \theta$  при плотности  $N \approx 10$  мтор [6]. Это позволяет по (2) оценить изменение величины сдвига линии, когда параметр насыщения меняется от нуля до единицы. При  $N = 1$  мтор  $\delta(l=1) - \delta(l=0) = 15$  Гц; при  $N = 3$  мтор  $\delta(l=1) - \delta(l=0) = 135$  Гц.

Учет пролетного уширения проводился в третьем порядке теории возмущений по полю. Поперечное распределение поля стоячей волны считалось гауссовым. С точностью до членов первого порядка по параметру  $\gamma/\Delta \omega_D \bar{\theta} \ll 1$ , сдвиг максимума лэмбовского провала равен

$$\delta = \Delta + \nu' \left\{ 1 - \pi \frac{\Gamma + \nu'}{\Delta \omega_D \bar{\theta}} f[(\Gamma + \nu') \tau_0] \right\}, \quad (3)$$

$\tau_0 = a/\nu_0$ ,  $a$  — радиус гауссового пучка; функция  $f(x)$  приведена на рис. 2. Для той же линии метана оценим изменение величины сдвига при изменении параметра  $(\Gamma + \nu') \tau_0$  от единицы до двойки. При  $N = 1$  мтор получим  $\delta[(\Gamma + \nu') \tau_0 = 1] - \delta[(\Gamma + \nu') \tau_0 = 2] \approx 7$  Гц; при  $N = 3$  мтор —  $\delta[(\Gamma + \nu') \tau_0 = 1] - \delta[(\Gamma + \nu') \tau_0 = 2] \approx 60$  Гц.

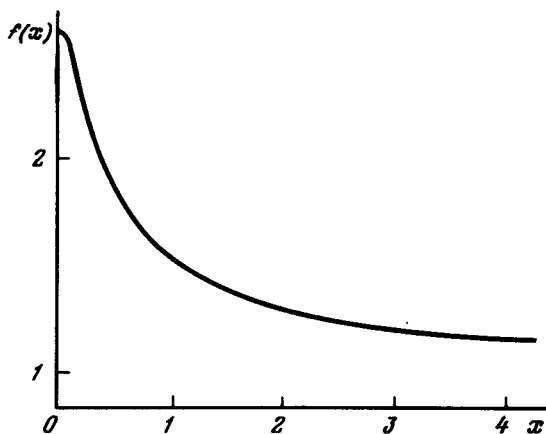


Рис. 2

Зависимость положения максимума резонанса от таких макроскопических величин, как параметр насыщения и диаметр светового луча, является основным фактором, ограничивающим воспроизводимость частоты лазерного стандарта. В конкретном случае компоненты  $F_2^{(2)}$  метана вклад в такую зависимость рассмотренного в настоящей статье эффекта остается меньшим вклада, обусловленного наличием магнитной сверхтонкой структуры линии [2, 3]. В надежде на существенное уменьшение сдвига была сделана попытка перейти к стабилизации по  $E$  компоненте того же перехода в метане, у которой сверхтонкая структура отсутствует [8]. Как в случае этой компоненты, так и в случае большинства других молекулярных переходов, используемых для стабилиза-

ции, рассмотренная в настоящей статье зависимость сдвига линии от макроскопических параметров системы, по-видимому, является основной.

Благодарим И.И.Собельмана за полезные обсуждения.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 февраля 1979 г.

### Литература

- [1] В.П.Чеботаев. Квантовая электроника, **5**, 2004, 1978.
  - [2] С.Н.Багаев, Е.В.Бакланов, Е.А.Титов, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, **20**, 292, 1974. Н.Б.Кошеляевский, В.Н.Татаренков, А.Н.Титов. Квантовая электроника, **3**, 417, 1976; В.А.Алексеев, А. В.Малюгин. Квантовая электроника, **4**, 1890, 1977.
  - [3] Е.В.Бакланов, Е.А.Титов. Квантовая электроника, **2**, 2041, 1975; Е.А.Титов. Квантовая электроника, **2**, 2212, 1975; В.М.Семибаламут, Е.А.Титов. Квантовая электроника, **5**, 1485, 1978.
  - [4] Е.А.Титов. Квантовая электроника **3**, 446, 1976.
  - [5] С. J. Bordé, J. L. Hall, C. V. Kunasz, D. G. Hummer. Phys. Rev., **A14**, 236, 1976; J. L. Hall, C. J. Bordé, Appl. Phys. Lett., **29**, 788, 1976.
  - [6] С.Н.Багаев, Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев, Письма в ЖЭТФ, **16**, 15, 1972; **16**, 344, 1972.
  - [7] В.А.Алексеев, Т.Л.Андреева, И.И.Собельман. ЖЭТФ, **64**, 813, 1973.
  - [8] A. Brillat, P. Cerez, S. Haydukovic, F. Hartman. Opt. Comm., **17**, 336, 1976.
-