

- [4] М. В. Волькенштейн, Л. А. Грибов, М. А. Ельяшевич, Б. И. Степанов. Колебания молекул. «Наука», М., 1972.  
 [5] D. Foss Smith, J. Overend. Spectrochim. Acta, 28A, 2387, 1972.  
 [6] Foss Smith, J. Overend. Spectrochim. Acta, 28A, 471, 1972.

Поступило в Редакцию 10 июля 1978 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

## О КОНКУРЕНЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН НА ЦЕНТРЕ ЛИНИИ УСИЛЕНИЯ ИЗОТОПА

Г. А. Строковский

В одномодовом лазере бегущих волн на чистом изотопе сумма и разность безразмерных интенсивностей встречных волн  $I_{\pm}$  и безразмерные нелинейные поправки к сумме и разности частот встречных волн  $\Omega_{\pm}$ , рассчитанные по теории возмущения в приближении слабого поля без учета обратного рассеяния, как известно [1-3], имеют вид

$$I_{\pm} \sim \alpha_{\pm} [z_{\pm} + L(\mu)]^{-1}, \quad (1)$$

$$\Omega_{\pm} = D(\mu) I_{\pm}, \quad (2)$$

$$D(\mu) = \mu L(\mu), \quad L(\mu) = \frac{1}{1 + \mu^2}, \quad \mu = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma_{ab}}.$$

Мы пренебрегли в (2) самозатягиванием провалов  $\sim p(\mu) I_{\pm}$ . Тожественным преобразованием можно показать, что выполняется

$$g(x, z) = \frac{1}{z + L(x)} = \frac{1}{z} [1 - pL(x/z)], \quad (3)$$

$$f(x, z) = D(x) g(x, z) = qD(x/z), \quad (4)$$

$$u^2 = 1 + 1/z > 0, \quad p = 1/(1 + z), \quad q = pu. \quad (5)$$

На рисунке представлены зависимости  $u$ ,  $p$  и  $q$  от  $z$ . Как видно из (3)–(5), суммарная и разностная интенсивности генерации при  $0 < z$  и  $z < -1$  описываются лоренцевыми контурами на фоне единичной подложки, а частотные поправки — дисперсионными контурами, причем полуширины контуров теперь  $u\gamma_{ab}$ .

В выражении для  $I = I_{+}$ , как известно [2, 3],  $z_{+} \approx 1 + 2\varphi$  ( $\varphi$  — вклад в однородное самонасыщение от диффузии возбуждения в пространстве скоростей, преимущественно за счет пленения резонансного излучения, так что  $\beta = \beta_0(1 + \varphi)$ ;  $\varphi \geq 0$ ), т. е.

$$p_{+} = \frac{1}{2} (1 + \varphi)^{-1}, \quad u_{+}^2 = 2 \left( \frac{1 + \varphi}{1 + 2\varphi} \right). \quad (6)$$

Видно, что лэмбовский провал лоренцевой формы на фоне гауссовой линии усиления ( $\alpha_{+} \sim 1 - \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{ku}\right)^2\right]$ ) сужается и уменьшается по глубине с ростом  $\varphi$  ( $p \rightarrow 0$ ;  $u \rightarrow 1$  при  $\varphi \gg 1$ ), в то время как, например, в [3, 4] указывалось на несохранение формы и уширение лэмбовского провала при учете пленения резонансного излучения.

В выражении для  $I_{-}$  можно представить  $z_{-} = -(1 + c)$ , где  $c > 0$ , как видно из (4) и рисунка, тогда

$$p_{-} = \frac{-1}{c}, \quad u_{-} = \sqrt{\frac{c}{1 + c}}, \quad q_{-} = \frac{1}{\sqrt{c(1 + c)}}. \quad (7)$$

Как видно из (7), разность интенсивностей встречных волн описывается лоренцевым контуром высоты  $1/c$  (обычно выполняется  $|c| \ll 1$  и единичной подложкой можно пренебрегать), а нелинейная поправка к частоте биейи встречных волн — дисперсионным контуром, причем ширины контуров  $\delta\omega \ll \gamma_{ab}$ .

$$\left. \begin{aligned} J = I_{-} &= \frac{\Delta\alpha}{c} L(\mu/\sqrt{c}), \quad \Delta\alpha = \alpha_{-}, \\ \Omega_{-} &= \frac{\Delta\alpha}{\sqrt{c}} D(\mu/\sqrt{c}). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Учет обратного рассеяния приводит к дополнительной раздобротности встречных волн ( $\Delta\alpha \rightarrow \Delta\alpha'$ ), величина и знак которой зависят от разности фаз рассеянных волн.

Экспериментальное исследование зависимости  $I_-$  и  $\Omega_-$  от расстройки  $\mu$  проводилось на кольцевом He—Ne лазере на переходе  $3s_2-2p_4$  неона (чистота изотопа 99.85%, параметры прибора такие, как в [5]). Длина резонатора сканировалась с частотой  $0.1-0.01$  с<sup>-1</sup> и зависимости (8) синхронно наблюдались на двухлучевом осциллокопе. Отметим следующие результаты.

1. Ширины контуров зависимостей (8) практически не зависели от вводимых потерь, от усиления в кювете и от расщепления встречных волн ( $\Omega_{\text{захв.}} < \Omega_p < 30$  кГц) и составили  $\delta\omega \approx 10$  МГц ( $\gamma_{ab} = 126$  МГц); на этом основании рассчитано  $c \approx 5 \cdot 10^{-3}$ .

2. Амплитуды зависимостей  $I_-$  и  $\Omega_-$ , сохраняя между собой примерную пропорциональность, очень медленно (с периодом  $\approx 10^3$  с) изменялись в широких пределах (в частности, мог изменяться и их знак). В процессе такого изменения, пока выполнялось  $|\Delta\alpha| > c\alpha/(1+\varphi)$ , т. е.  $J < I$ , существовал режим встречных волн во всей окрестности центра линии изотопа, причем не обнаружена область неустойчивости режима встречных волн, предсказанная в [1]. При дальнейшем увеличении  $|\Delta\alpha| > c\alpha/(1+\varphi)$  происходило ограничение лоренцового контура на уровне  $J=I$ , т. е. появлялась область несуществования двухволнового режима (область однонаправленной генерации); при этом  $|\Delta\alpha|/\alpha \geq c/(1+\varphi) \approx 3 \cdot 10^{-3}$  ( $\varphi \approx 0.48$ ,  $\alpha < 0.1$ ). Амплитуда лоренцового контура и соответственно ширина одноволновой области сильно возрастали при уменьшении расщепления встречных волн; на этом основании медленные эволюции  $I_-$  и  $\Omega_-$  связываются с влиянием обратного рассеяния (медленный дрейф фазы обратного рассеяния волн внутри резонатора).

В работе [6] было показано, что обусловленные пленением излучения постоянные по расстройке поправки к коэффициентам самонасыщения и кросснасыщения волн совпадают ( $c_1=0$ ). Обусловленные конечной доплеровской шириной линии изотопа ( $\gamma_{ab}/ku \neq 0$ ) поправки к этим коэффициентам дают величину [1]:  $c_2 = -(\gamma/ku)^2 \approx -1 \cdot 10^{-3}$ ; при этом  $-1 < x < 0$ , что, как видно из рисунка, не удовлетворяет устойчивому двухволновому режиму. Учет в поляризации членов 5-го порядка по полю обеспечивает в нашем приборе  $c_3 = (3/2) \Theta_i \alpha \approx 5 \cdot 10^{-2} \alpha$ , удовлетворяющее по знаку; однако линейная зависимость от превышения в  $\delta\omega$  не соответствует экспериментальным данным. Наконец, отсутствие заметной зависимости  $\delta\omega$  от расщепления встречных волн исключает, по-видимому, вклад обратного рассеяния ( $c_4=0$ ). Из результатов работы [7] можно оценить разность интенсивностей встречных волн, обусловленную отклонением их поляризации от линейной. Требуемая для объяснения величины  $c_5 = c - c_2$  разность эллиптичностей встречных  $\Delta\delta \approx 5 \cdot 10^{-2}$ .

Автор благодарит Э. Е. Фрадкина за полезное обсуждение работы.

#### Литература

- [1] С. Г. Зейгер, Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларионов, Э. Е. Фрадкин. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. «Наука», М., 1974.
- [2] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 1090, 1970.
- [3] И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 28, 357, 1970.
- [4] F. Agonowitz. Appl. Opt., 11, 2146, 1972.
- [5] Г. А. Строковский, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 45, 1022, 1978.
- [6] А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин. Квант. электрон., 5, 502, 1978.
- [7] В. А. Зборовский, Е. А. Тиунов, Э. Е. Фрадкин. Изв. вузов, радиофизика, 21, № 6, 1978.

Поступило в Редакцию 10 июля 1978 г.

УДК 539.184.26 : 546.683

### ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ $Tl^{205}$ И ВОЗМУЩЕНИЕ O—O-ПЕРЕХОДА ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

Е. Б. Александров, В. И. Попов и Н. Н. Якобсон

Оптическая накачка подуровней сверхтонкой структуры (СТС) основного состояния щелочных металлов применяется с 1958 г. для прецизионной спектроскопии магнитных дипольных переходов в СТС и в интересах техники стабилизации частоты [1]. В настоящей работе сообщается о первом опыте оптической накачки СТС основного состояния  $6^2P_{1/2}$  таллия и о воздействии на частоту перехода  $F=0-F'=1$ ,  $m_{F'}=0$  (0—0-