

О СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРИ ДОППЛЕРОВСКОЙ ЛИНИИ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

*Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.Р.Козубовский
А.П.Недавний, М.Т.Шпак*

В работе указывается на возможность лазерной спектроскопии внутри доплеровского контура, не использующей непосредственно эффекта Лэмба выгорания доплеровской линии. Показано, что кольцевой лазер является более чувствительным спектроскопом, чем лазер с резонатором Фабри-Перо.

1. Нелинейные оптические резонансы выходной мощности лазеров в настоящее время позволяют выделять спектральные линии на фоне относительно широкого доплеровского контура в случае, когда они не замаскированы однородным уширением [1]. Такое разрешение спектральных линий основано на эффекте Лэмба [2] выгорания доплеровской линии.

В настоящей работе указывается на возможность лазерной спектроскопии внутри доплеровской линии, не использующей непосредственно лэмбовских провалов. Подобная возможность физически основана на конкуренции эффектов спектрального и пространственного насыщения газа и фазового взаимодействия бегущих волн кольцевого лазера (КЛ), приводящей к резонансам выходной мощности КЛ на центрах спектральных компонент доплеровского контура.

Эксперимент по разрешению близких спектральных компонент поглощающей линии Ne, принадлежащих двум изотопам Ne^{20} и Ne^{22} , был выполнен с помощью He-Ne КЛ $\lambda = 3,39$ мкм. Осуществить такой эксперимент, используя лазер с РФП, представляется затруднительным: коэффициент поглощения перехода $5s' \left[\frac{1}{2} \right]_1 \rightarrow 4p' \left[\frac{3}{2} \right]_2$ в Ne оказывается настолько малым, что разрешить тонкую структуру этой линии с помощью эффекта Лэмба не удалось.

2. Систему уравнений [3], описывающих изменения со временем амплитуд $E_{1,2}$ и фаз $\Phi_{1,2}$ поля КЛ, представляющего суперпозицию двух бегущих волн:

$$E(x, t) = E_1(t) \cos[\nu t - kx + \Phi_1(t)] + E_2(t) \cos[\nu t + kx + \Phi_2(t)]; \quad (1)$$

можно приближенно привести к виду

$$\begin{aligned} \dot{\Psi} &= \frac{\nu}{Q} m \sin \Phi + \frac{\nu}{Q} p \sin \Psi \cos \Psi; \\ \dot{\Phi} &= \frac{\nu}{Q} \cos \Psi \left(m \frac{\cos \Phi}{\sin \Psi} - \Delta \right); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{подстановкой } E_1 = E_0 \cos \frac{\Psi}{2}, \quad E_2 = E_0 \sin \frac{\Psi}{2}. \quad (3)$$

В (2) $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$, m — коэффициент связи между волнами, возникающими за счет обратных отражений на неоднородностях диэлектрической проницаемости, Q — добротность резонатора, параметры p и Δ имеют вид

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{2} \sum_i \frac{\alpha_i}{2} \left[\frac{\mu_i^2}{\mu_i^2 + \gamma_i^2} - \frac{\gamma_i \Gamma_i}{(ku)^2} \right] E_0^2; \\ \Delta &= \frac{1}{2} \sum_i \frac{\alpha_i}{2} \frac{\mu_i \gamma_i}{\mu_i^2 + \gamma_i^2} E_0^2; \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mu_i = \nu - \omega_i$ — расстройка частоты генерации КЛ от собственной частоты перехода усиливающего или поглощающего газа; $\alpha_i = \frac{e^2 |r_i|^2}{2\hbar^2 \gamma_i \Gamma_i}$ —

параметр насыщения (r_i — матричный элемент радиус-вектора); Γ_i, γ_i — радиационная, однородная и доплеровская ширина линии; $E_0^2 \approx E_1^2(t) + E_2^2(t)$; алгебраическое суммирование в (4) производится по числу компонент среды КЛ.

Стационарное решение системы (2)

$$\cos \Phi = -\frac{\Delta}{m} \sin \Psi, \quad \sin \Phi = -\frac{p}{m} \sin \Psi \cos \Psi; \quad (5)$$

описывает генерацию двух бегущих волн с различными интенсивностями. Из (5) нетрудно получить выражение для зависимости $E_2^2 \sim \Psi^2$ интенсивности слабой волны КЛ от частоты генерации ν . Анализ показывает, что при расстройках между компонентами доплеровской линии большей однородной ширины, величина $E_2^2(\nu)$ имеет систему экстремумов, фиксирующих частоты переходов линии.

В частности, для КЛ с усиливающей средой и поглощающей средой, имеющей тонкую структуру, E_2^2 имеет вид

$$E_2^2 = \frac{16m^2}{(a_{(-)} E_0)^2} \left\{ \gamma^{(+)} \frac{a_{(+)} x}{a_{(-)} x^2 + \gamma^{(+)^2} + \frac{x + \frac{\delta}{2}}{\left(x + \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} + \frac{x - \frac{\delta}{2}}{\left(x - \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} \right\} + \left[\frac{a_{(+)} \left(\frac{x^2}{a_{(-)} (x^2 + \gamma^{(+)^2})} - 2 \frac{\gamma^{(+)} \Gamma}{(ku)^2} \right) - \frac{\left(x + \frac{\delta}{2}\right)^2}{\left(x + \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} - \frac{\left(x - \frac{\delta}{2}\right)^2}{\left(x - \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} \right]^{-1} \quad (6)$$

где $\delta = |\omega_1^{(-)} - \omega_2^{(-)}|$ — частотное расстояние между спектральными компонентами линии поглощения, а частота отсчитывалась от центра суммарного контура поглощения $\nu = \frac{\omega_1^{(-)} + \omega_2^{(-)}}{2} + x$ в безразмерных

единицах (считаем $\gamma^{(-)} = 1$). Из (6) следует, что E_2^2 имеет три экстремума, фиксирующих частоты $\omega^{(+)}$ усиливающего и $\omega_1^{(-)}$, $\omega_2^{(-)}$ поглощающего газа. Если считать, что $\gamma^{(+)} \gg \gamma^{(-)}$, так что экстремум на $\nu = \omega^{(+)}$ в масштабах $|\nu - \omega^{(+)}| \sim \gamma^{(-)}$ незаметен, выражение (6) для E_2^2 будет иметь два максимума на центрах компонент линии поглощения. На рис. 1 приведен график зависимости интенсивности волны E_2^2 от частоты генерации x при различных частотных расстояниях δ между спектральными компонентами линии поглощения в случае $\gamma^+ \gg \gamma^-$. Видно, что при $\delta > \gamma^-$ в излучении лазера имеются два резонанса мощности, при $\delta \leq \gamma^-$ резонансы сливаются в один.

3. В эксперименте использовался He-Ne КЛ $\lambda = 3,39$ мкм. Длина трехзеркального резонатора $L = 1,1$ м, газоразрядной трубки $l = 25$ см. В резонаторе находились две поглощающие ячейки с Ne^{20} и Ne^{22} , длина каждой ячейки составляла 20 см. Ne в поглощающих ячейках возбуждался ВЧ полем. Коэффициент связи встречных волн за счет обратных отражений регулировался с помощью кварцевой пластинки, помещенной в резонатор. В области одноволновой генерации лазера нам удалось наблюдать резонансы мощности КЛ на центрах линии поглощения Ne^{22} и Ne^{20} . На рис. 2 приведена осциллограмма выходной мощности одной из волн КЛ при сканировании его длины: 1, 3 — резонанс на центре линии поглощения Ne^{22} и Ne^{20} , 2 — резонанс на центре линии усиления.

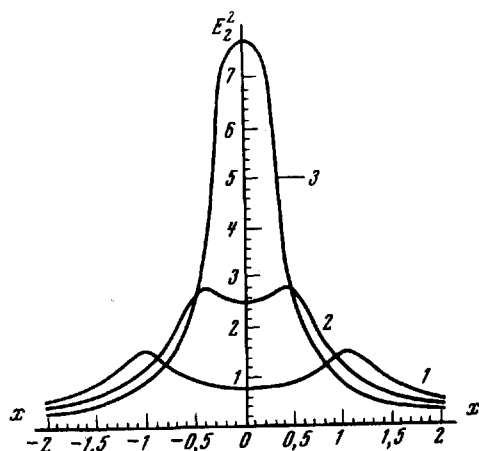


Рис. 1. График зависимости выходной мощности одной из бегущих волн КЛ от частоты генерации при различных значениях параметра δ : 1 - $\delta = 2,5 \gamma^{(-)}$; 2 - $\delta = 1,5 \gamma^{(-)}$; 3 - $\delta = \gamma^{(-)}$

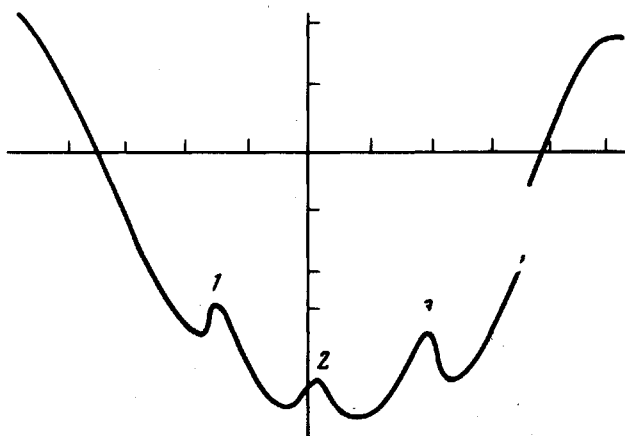


Рис. 2. Осциллограмма выходной мощности одной из бегущих волн КЛ в зависимости от частоты генерации: 1 - резонанс на центре линии поглощения Ne^{22} ; $P_{\text{Ne}^{22}} = 0,5 \text{ тор}$; 2 - резонанс на центре линии усиления Ne^{20} ; $P_{\text{He}-\text{Ne}^{20}} = 2,4 \text{ тор}$; 3 - резонанс на центре линии поглощения Ne^{20} ; $P_{\text{Ne}^{20}} \approx 1 \text{ тор}$

Поскольку сканируемый контур генерации лазера определяется межмодовым расстоянием $\Delta = c/L = 270 \text{ МГц}$, то легко определить частотный интервал δ между компонентами структуры поглощающей линии Ne . В нашем случае $\delta = 84 \pm 2 \text{ МГц}$.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 октября 1974 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Компанец, В.С.Летохов, В.В.Никитин. ЖЭТФ, 59, 394, 1970.
- [2] W. E. Lamb. Phys. Rev., A134, 1429, 1964.
- [3] Ю.Л.Климонтович, П.С.Ланда, Е.Г.Ларионцев. ЖЭТФ, 52, 1616, 1967.