

В. А. АЛЕКСЕЕВ, академик Н. Г. БАСОВ, Э. М. БЕЛЕНОВ,
М. В. ДАНИЛЕЙКО, М. И. ВОЛЬНОВ, М. А. ГУБИН,
В. В. НИКИТИН, В. Н. ТРОШАГИН

СПЕКТРОСКОПИЯ ВНУТРИ ОДНОРОДНОЙ (РАДИАЦИОННОЙ) ЛИНИИ

1. Если излучение атомов или молекул состоит из компонент, не отличающихся заметно по интенсивности, наличие этих компонент будет замечено при условии, что в спектральном распределении имеется система смещенных друг относительно друга максимумов. Оказывается, что максимумы проявляются в случае, когда частотное расстояние между компонентами превосходит ширины линии компонент: согласно критерию Рэлея, например, компоненты разрешены при условии, что сдвиг между ними составляет величину, близкую к ширине линии ⁽¹⁾.

В настоящем сообщении предложен и реализован метод, позволяющий найти сдвиг 2Δ между спектральными компонентами линии и в тех случаях, когда 2Δ много меньше однородной или радиационной ширины. Метод основан на конкуренции эффектов пространственного и частотного выгорания среды кольцевого лазера. Зависимость качественно различных режимов генерации кольцевого лазера — режима стоячей и бегущей волны — от разности частот Δ в принципе позволяет регистрировать наличие тонкой структуры доплеровски уширенной линии при Δ в 10^2 – 10^4 раз меньшей однородной (радиационной или ударной) ширины.

2. Генерируемое кольцевым лазером поле $\mathcal{E}(t, x)$ можно представить в общем случае в виде суперпозиции двух бегущих навстречу волн:

$$\mathcal{E}(t, x) = E_+ \cos(\omega t + kx) + E_- \cos(\omega t - kx), \quad (1)$$

где E_+ , E_- , ω , k — амплитуды, частота и волновой вектор соответственно. Расчеты показывают, что при условии

$$\Delta / \gamma < B / \sqrt{\Gamma \gamma} / \Delta \omega_D \quad (2)$$

генерация кольцевого лазера в зависимости от частоты может происходить как в одноволновом режиме (например, $E_+ = 0$, $E_- \neq 0$, область частот 2δ), так и в двухволновом ($E_+ = E_- \neq 0$). Здесь Γ , γ , $\Delta \omega_D$ — радиационная, однородная и доплеровская ширины линий компонент, смещенных на расстояние $2\Delta = |\omega_1 - \omega_2|$, ω_1 и ω_2 — частоты компонент. Коэффициент B зависит от принятой в расчете модели и мало отличается от единицы. Указанные режимы генерации определяются из уравнения

$$\left(\frac{\delta}{\gamma}\right)^2 - B \frac{\sqrt{\Gamma \gamma}}{\Delta \omega_D} + \left(\frac{\Delta}{\gamma}\right)^2 = 0. \quad (3)$$

Отметим, что слагаемые уравнения (3) описывают спектральное выгорание доплеровской линии, пространственное выгорание среды и наличие тонкой структуры линии соответственно.

Рассмотрим в качестве примера случай, когда релаксация заселенностей Γ определяется радиационным временем жизни уровней, а ширина линии γ определяется суммой радиационной Γ и ударной $\gamma_{уд}$ ширин линии: $\gamma = \Gamma + \gamma_{уд}$. Отметим, что в этом случае ширина γ линейно растет с ростом

давления p ; таким образом, определяемая уравнением (3) величина δ с изменением давления может принимать как действительные, так и мнимые значения.

При действительных δ в зависимости от частоты ω генерация лазера происходит как на двух бегущих волнах (крылья доплеровской линии), так и на одной бегущей волне (область частот, принадлежащих интервалу 2δ). Случай мнимых δ отвечает двухволновой генерации лазера во всем диапазоне частот. По зависимости $\delta = \delta(p)$ можно определить расстояние между спектральными компонентами. Согласно (2), компоненты могут быть разрешены по крайней мере в случае, когда выполнено условие (2). При $p \rightarrow 0$ из (2) следует

$$\Delta = \Gamma \Gamma / \Delta \omega_D. \quad (4)$$

В оптическом диапазоне $\Gamma / \Delta \omega_D \approx 10^{-4} - 10^{-2}$; таким образом, чувствительность предлагаемого метода может быть увеличена (по отношению к принятым критериям разрешения спектральных линий) в $10^2 - 10^4$ раз.

3. Эксперимент по разрешению тонкой структуры линии был проведен на смеси двух изотопов Ne^{20} и Ne^{22} при парциальных давлениях 1 : 1. Изотопический сдвиг Ne^{20} и Ne^{22} для перехода $3s_2 - 3p_4$ ($\lambda = 3,39\mu$) составляет $\sim 60 \pm \pm 13$ Мгц (²). Исследование проводилось при давлении ~ 4 тор и выше, когда однородная ширина линии превосходит величину 150 Мгц (³); в этом случае, согласно принятым критериям, спектральные компоненты линии неразрешимы.

Параметры установки следующие. Периметр трехзеркального кольцевого лазера ~ 120 см, длина усиливающей трубки ~ 20 см. Излучение лазера регистрировалось фотоприемником InSb. При сканировании длины резонатора с помощью пьезокерамики на экране осциллографа наблюдалась зависимость режимов генерации от частоты. Полуширина области одноволновой генерации δ от изменения давления смеси приведена на рис. 1. Как следует из графика, наличие структуры линии обуславливает исчезновение одноволнового режима генерации при давлениях, меньших 3,8 тор. Из выражения $\Delta = \gamma \sqrt{\gamma \Gamma} / \Delta \omega_D$ при $\Gamma = 8$ Мгц (⁴) получаем значение изотопического сдвига $2\Delta \approx 55$ Мгц, которое находится в согласии с результатами работы (²).

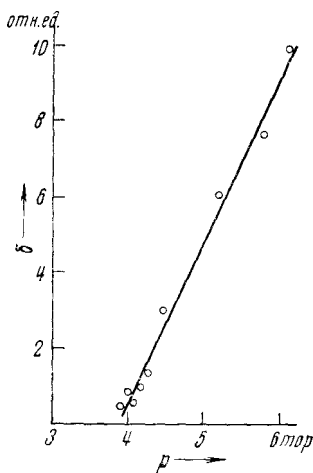


Рис. 1

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

Поступило
11 IX 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, «Наука», 1970. ² K. Sakurai, Y. Yeda et al., J. Phys. Soc. Japan, 21, 2090 (1966). ³ И. П. Коновалов, А. И. Попов, Е. Д. Проценко, Оптика и спектроскопия, 33, № 2 (1972). ⁴ B. Desormes, M. Dumond, IEEE, QE-4, № 11, 916 (1968).