

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, С. Ф. Лукьяненко, Получение количественной информации о параметрах линий поглощения в методе внутриврезонаторной спектроскопии, *Квантовая электроника*, 1977, том 4, номер 8, 1771–1778

<https://www.mathnet.ru/qe12708>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.170

20 мая 2025 г., 03:43:58



А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, С. Ф. Лукьяненко

ПОЛУЧЕНИЕ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНФОРМАЦИИ О ПАРАМЕТРАХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В МЕТОДЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Предлагается метод определения параметров линий поглощения (ЛП), исследуемых с помощью селективного внутрирезонаторного спектрометра на основе импульсного лазера с однородным спектральным уширением. Обработка ведется по интегральным во времени спектрам генерации лазера. Метод позволяет определять ширину и форму исследуемой ЛП без привлечения дополнительной информации о параметрах лазера. Показано, что для определения коэффициента поглощения в максимуме линии необходимо знать отношение коэффициента постоянных (частотно-независимых) потерь к квадрату полуширины линии усиления, которое определяется в результате простой калибровки с помощью ЛП с известными параметрами.

В видимом и ближнем ИК диапазоне, где расположены частоты рубинового лазера и лазера на стекле с Nd^{3+} , имеются только слабые линии поглощения (ЛП) газовых компонент атмосферы. Тем не менее при равенстве частот квазимонохроматического излучения лазеров и ЛП прозрачность атмосферы на больших трассах (≥ 5 км) может уменьшиться в несколько раз [1].

Обычно задача определения прозрачности атмосферы решается путем вычисления спектрального коэффициента поглощения для различных точек оптической трассы с учетом зависимости контура ЛП от макроскопических параметров среды (давление, температура и пр.). Экспериментальные исследования уширения контуров ЛП обертонов от парциальных давлений отдельных газов в настоящее время не проводятся, а методы расчета не позволяют получать достаточно надежную информацию [1]. Поэтому задача о меж- и внутримолекулярных взаимодействиях для линий обертонов и составных частот актуальна как с точки зрения молекулярной спектроскопии (изучение физики молекулы), так и ее приложения к атмосферной оптике.

Для решения этих задач необходимо использовать либо большие оптические трассы, которые трудно реализовать в лабораторных условиях, либо высокочувствительные методы анализа.

Одним из таких методов является метод селективной внутрирезонаторной спектроскопии (СВР-спектроскопии) [2—6], при котором исследуемое вещество, обладающее узкими ЛП, помещается в резонатор широкополосного лазера. Высокая чувствительность метода связана либо с многократными проходами излучения по резонатору (для импульсных лазеров), либо с пороговым характером генерации (для непрерывных лазеров). Она может достигать величины 10^{-7} — 10^{-9} см $^{-1}$, что позволяет определять наличие весьма слабого селективного поглощения, однако получение количественной информации о параметрах лазера затруднительно.

Трудности в получении информации обусловлены тем, что глубина и форма псевдов в спектре генерации лазера, несущие информацию об исследуемых линиях, определяются не только параметрами этих линий, но и параметрами самого лазера, например, для импульсного лазера с однородным спектральным уширением — длительностью формирования генерации из шумов люминесценции, временем генерации, добротностью резо-

натора, отношением ширин линии усиления $2\gamma_1$ и поглощения $2\gamma_2$ [6]. Определение всех параметров лазера, необходимых для обработки, весьма трудоемко и может привести к значительным погрешностям в определении параметров исследуемого спектра. Поэтому необходимо разработать специальные методы извлечения указанной информации. Предложенные в литературе методы либо требуют задания формы контура исследуемых ЛП [6], что обедняет результаты исследований, либо основываются на использовании временных разверток спектра генерации лазера [6, 7], получение которых связано с рядом трудностей, обусловленных, прежде всего, тем, что имеющиеся в процессе генерации лазера флуктуации отдельных мод приводят к существенной «изрезанности» спектра генерации на временных развертках. Поэтому удобнее работать с интегральными по времени спектрами генерации лазера, обеспечивающими более высокое качество записи спектра.

В настоящей работе предлагается разработанный нами метод обработки интегральных по времени спектров для СВР-спектрометра на основе импульсного лазера с однородным спектральным уширением. Он предназначен для определения параметров изолированных ЛП, хотя с успехом может быть применен и для случая произвольного спектра поглощения. Единственный необходимый параметр лазера (отношение постоянных потерь в резонаторе ρ к квадрату полуширины линии усиления) определяется в результате простой калибровки. Экспериментальная проверка метода показала его работоспособность.

Описание метода

Воспользуемся моделью лазера бегущей волны, удовлетворительно описывающей СВР-спектрометр на основе импульсного лазера с однородным спектральным уширением [6]. Решение балансных уравнений [9] для интегрального по времени, нормированного на максимум спектрального распределения интенсивности излучения лазера, с учетом переходного этапа можно записать в следующем виде:

$$S(\nu_i, \nu_M) = \Phi(\nu_i, \nu_M) N(\nu_i, \nu_M, t_{HЭ} - t_p) \Psi(\nu_i, \nu_M, t_{HЭ} - t_{HЭ}). \quad (1)$$

Здесь $\Phi(\nu_i, \nu_M)$ — нормированное на максимум спектральное распределение излучения к моменту появления усиления в лазере t_p [6]; $N(\nu_i, \nu_M, t_{HЭ} - t_p)$ — изменение спектрального состава излучения лазера за период «скрытой» генерации, когда интенсивность светового поля ниже порога чувствительности интегрирующего приемника (например, фотопленки); $t_{HЭ}$ — момент времени начала экспозиции;

$$\Psi(\nu_i, \nu_M, t_{HЭ} - t_{HЭ}) = \frac{\int_{t_{HЭ}}^{t_{HЭ}} I(\tau) N(\nu_i, \nu_M, \tau) d\tau}{\int_{t_{HЭ}}^{t_{HЭ}} I(\tau) d\tau}$$

— изменение спектрального распределения излучения лазера за время интегрирования, где $I(\tau)$ — форма импульса генерации лазера; $t_{HЭ}$ — время конца экспозиции; ν_M — частота нормирующего максимума; ν_i — текущая частота. Выражение (1) справедливо для первого пика излучения лазера и для квазинепрерывной генерации.

Для лазера с однородным спектральным уширением и селективными потерями внутри резонатора функция $N(\nu_i, \nu_M, t)$ в области частот генерации имеет следующий вид [6, 8]:

$$N(v_i, v_M, t) = \exp \left\{ -\nu \mu t \kappa(v_i) \left[\frac{\rho + \frac{l_2}{l_1} k(v_i)}{\kappa(v_i)} - \frac{\rho + \frac{l_2}{l_1} k(v_M)}{\kappa(v_M)} \right] \right\}, \quad (2)$$

где ν — скорость света в активном веществе; μ — коэффициент заполнения резонатора лазера активным веществом; $\kappa(v_i)$ — максимальный коэффициент усиления активного вещества на частоте v_i , когда относительная инверсия равна единице; ρ — коэффициент постоянных (частотно-независимых) потерь в лазере; l_1, l_2 — длины активного элемента и селективно-поглощающего слоя соответственно; $k(v_i)$ — коэффициент селективных потерь. Функция $\Phi(v_i, v_M)$ имеет громоздкий вид [6] и здесь не приводится.

Сложность формулы (1) делает ее практически непригодной для построения метода обработки. Однако выражение (1) можно значительно упростить аппроксимацией его функцией вида $N(v_i, v_M, t^*)$, подбирая параметр t^* таким образом, чтобы разность между $S(v_i, v_M)$ и $N(v_i, v_M, t^*)$ была минимальной. В этом случае появляется возможность явно выразить коэффициент селективных потерь как функцию интегрального спектра $S(v_i, v_M)$ и резко упростить метод обработки.

Возможность такой подгонки проверялась с помощью ЭВМ для импульсного рубинового лазера. Форма контура усиления полагалась дисперсионной, что хорошо согласуется с экспериментом:

$$\kappa(v_i) = \frac{\kappa(v_0) \gamma_1^2}{\gamma_1^2 + (v_i - v_0)^2} = \frac{\kappa(0) \gamma_1^2}{\gamma_1^2 + \omega_i^2} = \kappa(\omega_i),$$

где $\omega_i = v_i - v_0$; v_0 — центральная частота линии усиления; γ_1 — ее полуширина.

Вычисления производились как при совпадении центра линии генерации с ЛП (интегральное по времени спектральное распределение излучения лазера $S(v_i, v_M)$ имело при этом вид симметричной двугорбой кривой), так и при некоторой расстройке между линиями (несимметричная двугорбая кривая).

Интегральный по времени спектр $S(v_i, v_M)$ генерации лазера при различных значениях добротности резонатора, величины и формы накачки (колоколообразная, П-образная), уровня люминесценции, длины резонатора, ширины линии усиления и параметров ЛП определялся путем численного решения системы дифференциальных уравнений для лазера бегущей волны [9] с учетом селективного поглощения. Интегрирование спектра генерации по времени начиналось в момент достижения инверсией своего максимального значения (с этого момента, как правило, приемник может регистрировать излучение лазерного импульса), $t_{\text{нэ}}$ соответствовало концу действия накачки.

Величина $S(v_i, v_M) - N(v_i, v_M, t^*)$ (t^* определялась путем подбора) зависит главным образом от отношения ширин линий усиления и поглощения $m = \gamma_1 / \gamma_2$ и расстройки между этими линиями $\Delta v (t_{\text{нэ}} - t_{\text{нэ}} \leq 10^{-4} \text{ с})$. При $m > m_{\text{гр}} = 40$, $|\Delta v| < |\Delta v_{\text{гр}}| = \gamma_1 / 40$ погрешность подгонки практически до $(v - v_0) \leq (3-4) \gamma_2$ не превышает 1—2% по всему спектру (отношение максимумов интенсивностей двугорбой кривой спектрального распределения S_{M_1} / S_{M_2} было в диапазоне $1,2 \geq S_{M_1} / S_{M_2} \geq 0,8$)*. Для импульсных лазеров с однородным спектральным уширением, использованных при создании СВР-спектрометров [4—6], условия для m и Δv заведомо выполнены. Например, для рубинового лазера при комнатной температуре $2\gamma_1 = 12 \text{ см}^{-1}$, а ширина исследуемых ЛП газовых сред при атмосферных условиях не превышает $0,2 \text{ см}^{-1}$, т. е. $m \geq 60$ ($m_{\text{гр}} = 40$). Получение спектров генерации лазера с $\Delta v < \Delta v_{\text{гр}}$ также не представляет трудностей.

Возможность упрощения выражения (1) позволила нам построить метод обработки интегральных спектров лазера на основе формулы (2). Рассмотрим метод на примере одиночной линии селективного поглощения, совпадающей с центром линии усиления лазера. В этом случае

$$S(\omega_i, \omega_M) = \exp \left\{ -\nu \mu t^* \left[\rho \frac{\omega_i^2 - \omega_M^2}{\gamma_1^2 + \omega_i^2} + \frac{l_2}{l_1} (k(\omega_i) - k(\omega_M)) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\omega_i = \nu_i - \nu_0$; $\omega_M = \nu_M - \nu_0$; ν_0 — частота центра линии усиления.

Из (3) получаем

$$k(\omega_i) = k(\omega_M) + \frac{l_1}{l_2} \left\{ \rho \frac{\omega_M^2 - \omega_i^2}{\gamma_1^2 + \omega_i^2} + \frac{\ln S(\omega_i, \omega_M)}{\nu \mu t^*} \right\}. \quad (4)$$

Согласно (4) для определения $k(\omega_i)$ необходимо знать величины ρ и γ_1 и научиться определять t^* и коэффициент поглощения исследуемой линии на частоте ω_M . Можно показать [8] **, что

$$t^* = \bar{t}_{qj} = \frac{-\ln [S(\omega_q, \omega_M)/S(\omega_j, \omega_M)] (\gamma_1^2 + \omega_q^2) (\gamma_1^2 + \omega_j^2)}{\nu \mu \rho (\omega_q^2 - \omega_j^2) (\gamma_1^2 + \omega_M^2)}, \quad (5)$$

$$m > m_{\text{ГР}}, S(\omega_j, \omega_M), S(\omega_q, \omega_M) > 0.$$

Здесь ω_q, ω_j — частоты отсчетов на кривой спектра генерации лазера в области $|\omega_q|, |\omega_j| > |\omega_M|$, $q, j = 1, \dots, n$ (где n — количество отсчетов). Черта сверху означает усреднение по всем t_{qj} .

С учетом (5) $k(\omega_M)$ равно

$$k(\omega_M) = \overline{k^*(\omega_M)_k} = \max \left\{ \frac{l_1}{l_2} \left[\rho \frac{\omega_k^2 - \omega_M^2}{\gamma_1^2 + \omega_k^2} + \frac{\ln S(\omega_k, \omega_M)}{\nu \mu t^*} \right] \right\}, \quad (6)$$

$$m > m_{\text{ГР}}, S(\omega_k, \omega_M) > 0,$$

где $|\omega_k| > |\omega_M|$; $k = 1, \dots, n$. Черта сверху означает усреднение по $k^*(\omega_M)_k$.

Если выражения (5) и (6) подставить в (4), видно, что

$$k(\omega_i) \cong \frac{l_1 \rho}{l_2 \gamma_1^2} \Omega(\omega_i, \omega_M), m > m_{\text{ГР}}, \quad (7)$$

где функция $\Omega(\omega_i, \omega_M)$ не зависит от параметров лазера и связана только со структурой интегрального спектра. Эта величина определяется в результате обработки. Выражение (7) наглядно иллюстрирует достоинства предлагаемого метода: появляется возможность учесть спектральную зависимость коэффициента усиления активного элемента, наличие которой может существенно исказить характер проявления селективных потерь в спектре генерации лазера [6] и определить форму ЛП и ее ширину без привлечения дополнительной информации о параметрах лазера. Для вычисления коэффициента поглощения в максимуме линии необходимо знать величину $A = \rho/\gamma_1^2$, которая может быть определена в результате простой калибровки спектрометра по ЛП с известными параметрами (l_1, l_2 — измеряемые константы).

Погрешность формулы (7) проверялась с помощью ЭВМ. Интегральные по времени спектры генерации при заданных параметрах лазера и ЛП вычислялись как и ранее, путем численного решения системы дифференциальных уравнений.

*) При $m < m_{\text{ГР}}$ и $\Delta\nu > \Delta\nu_{\text{ГР}}$ погрешность подгонки резко возрастала.

**) t^* определяется из сравнения линий усиления (имеющей заданную форму и ширину) и генерации.

Расчеты показали, что погрешности в определении ширины и $k(0)$ зависят от точности аппроксимации интегрального спектра выражением (2) и не превышают 2—3 % для ширины линии (при $m > m_{\text{тр}} = 40$, $\omega_i \leq 2-3\gamma_2$) и 3—4 % для коэффициента поглощения в максимуме линии $k(0)$, причем вычисленные значения γ_2 были несколько больше, а $k(0)$ несколько меньше априорно задаваемых, а вычисленная ЛП смещалась вниз (рис. 1). При реальной погрешности определения $S(\omega_i, \omega_m)$, ρ , $\gamma_1^2 \sim 2-3\%$ погрешность определения γ_2 не превышала 5—7 %, а $k(0)$ — 7—12 %.

Предлагаемый метод может быть использован и для обработки экспериментальных результатов при расстройке между центрами линии усиления и поглощения, если известна величина этой расстройки $\Delta\nu$. Однако для малых $\Delta\nu$, когда отношение между амплитудами максимумов спектральной кривой $1,2 \gg S_{m_1}/S_{m_2} \geq 0,8$, можно непосредственно использовать выражение (7), предварительно приведя спектр к симметричному виду по формуле

$$S'(\omega'_i, \omega'_m) = 1/2 [S(\omega'_i, \omega'_m) + S(-\omega'_i, \omega'_m)], \quad (8)$$

где $\omega'_i = \nu - \nu'_0$; $\omega'_m = \nu_m - \nu'_0$; ν'_0 — центральная частота провала.

В этом случае надобность в определении $\Delta\nu$ отпадает. Численные расчеты на ЭВМ показали, что погрешность в определении параметров линии при этом возрастает не более чем на 2 % для ширины линии и 5 % для $k(0)$.

Экспериментальная проверка метода извлечения информации

Целью проверки метода было получение оценок точности определения ширины и формы контура ЛП, определение параметра $A = \rho/\gamma_1^2$, получение оценок точности определения $k(0)$ и стабильности параметра A в течение длительного времени использования СВР-спектрометра.

1. Экспериментальная проверка метода проводилась с помощью установки (рис. 2), собранной на основе двух широкополосных рубиновых лазеров, имеющих «гладкий» интегральный спектр с близкими ширинами. В модификации I установка представляла собой СВР-спектрометр, в модификации II — спектрометр с внешней ячейкой, служивший для определения параметров калибровочной линии в абсолютных единицах. Оба спектрометра имели одну и ту же систему регистрации со спектральным разрешением $\delta\nu \sim 0,01 \text{ см}^{-1}$, что позволяло не учитывать влияния аппаратной функции на параметры ЛП. Исследовалась ЛП паров воды $\lambda = 694,38 \text{ нм}$. Поскольку чувствительность спектрометра с внешней ячейкой была много меньше чувствительности СВР-спектрометра, чувствительность последнего приходилось загроублять. Это достигалось тем, что длина поглощающего слоя l_2 бралась существенно меньше длины резонатора лазера — L_p . Для этого в резонатор лазера, образованный зеркалами 3 и зеркалами многоходовой газовой кюветы (МГК), вводилась дополнительная короткая кювета, а МГК откачивалась. При этом отношение l_2/L_p , давление паров воды и длина поглощающего слоя в спектрометре с внешней ячейкой $L_{\text{вн}}$ подбирались

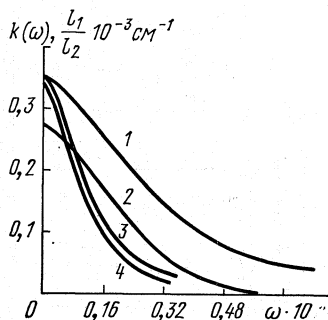


Рис. 1. Истинные (задаваемые формулой $k(\omega) = k(0)/(1 + m^2\tilde{w}^2)$) (1, 3) и восстановленные (2, 4) спектральные коэффициенты поглощения для значений $m = 25$ (1, 2) и $m = 50$ (3, 4), $\tilde{w} = (\nu - \nu_0)/\gamma_1$, где γ_1 — полуширина линии усиления рубина, равная 6 см^{-1} .

таким образом, чтобы глубины провалов в спектрах генерации лазеров при измерениях обоими методами были примерно одинаковы. В эксперименте длина l_2 составляла 1 м, $L_p=80$ м, $L_{\text{ЭН}}=240$ м, давление паров воды при измерениях обоими методами было 17 мм рт. ст.

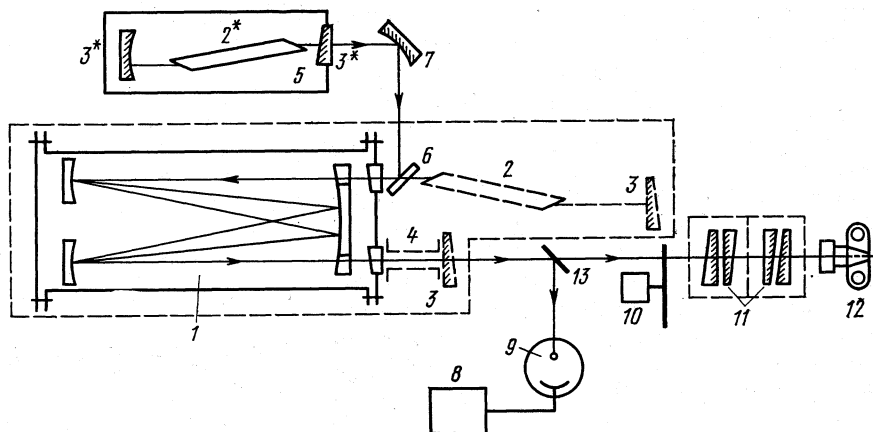


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1. СВР-спектрометр: 1 — МГК с оптической системой Уайта (база МГК — 5 м, радиус кривизны зеркал — 5 м, клин входных окон — 5°); 2 — активный элемент (рубин) длиной 12 см и диаметром 8 мм; 3 — плоские зеркала резонатора с коэффициентами отражения 99 и 70% и клином 5°; 4 — дополнительная кювета длиной 1 м (длительность квазинепрерывной генерации рубинового лазера ~ 10 мкс, ширина интегрального за время генерации спектра излучения $\sim 0,5$ см $^{-1}$).

11. Спектрометр с внешней ячейкой: 5 — рубиновый лазер в камере, заполненной газообразным азотом; 2* — активный элемент (рубин) длиной 12 см и диаметром 10 мм; 3* — зеркала резонатора: слева — сферическое (радиус кривизны $R=2$ м) с коэффициентом отражения 99% и клином 5°, справа — плоское с коэффициентом отражения 70% и клином 5°; 6, 7 — отклоняющие зеркала с коэффициентами отражения 99%. Ширина спектра излучения лазера 0,4 см $^{-1}$, длительность квазинепрерывной генерации 100 мкс.

111. Система регистрации спектрометров: 8 — осциллограф С8-2; 9 — фотозлемент Ф-5; 10 — вращающийся полидисперсный рассеиватель (6—8 слоев полиэтилена толщиной 35 мкм с линейной скоростью вращения 150 м/с), 11 — сложный интерферометр Фабри — Перо (спектральное разрешение 0,01 см $^{-1}$), помещенный в вакуумную камеру, заполненную газообразным азотом; 12 — фоторегистратор; 13 — отклоняющая стеклянная пластинка.

Ширина и форма контура ЛП паров воды, измеренные на нашем СВР-спектрометре, сравнивались при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,7$ мм рт. ст. в атмосфере ($P_{\text{см}} = 750$ мм рт. ст.) с данными работы [10], а при $P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,2$ мм рт. ст. — с расчетными для доплеровской формы контура ЛП. Во 2-м случае исследуемая смесь напускалась в МГК, а дополнительная кювета откачивалась.

2. Результаты эксперимента представлены в таблице, где приведены ширины линий поглощения, измеренных на СВР спектрометре с использованием предлагаемого метода обработки, $2\nu_{2\text{ЭКС}}$, и ширины линий поглощения, измеренных либо другими методами, либо рассчитанных (назовем их калибровочными линиями), $2\nu_{2\text{КАЛ}}$. Значения $2\nu_{2\text{ЭКС}}$ усреднялись по всем реализациям измерений каждой серии: в первом случае обрабатывалось 15 спектров, во втором—12, в третьем—20. При этом использовались

Давление, мм рт. ст.	$2\nu_{2\text{КАЛ}}$, см $^{-1}$	$2\nu_{2\text{ЭКС}}$, см $^{-1}$	Дисперсия $2\nu_{2\text{ЭКС}}$, %
$P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 17$	0,086	0,088	3
$P_{\text{см}} = 750$	0,194	0,192	4
$P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,7$			
$P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,2$	0,044*)	0,045**)	3

*) При температуре $T=25^\circ\text{C}$.

**) В этом случае учитывается аппаратная функция регистрирующего мультимплекса шириной 0,01 см $^{-1}$.

как симметричные, так и несимметричные интегральные спектры при условии $1,2 \gg S_{M_1}/S_{M_2} \geq 0,8$. Согласно таблице совпадение значений $2\gamma_{2\text{кал}}$ и $2\gamma_{2\text{допл}}$ с учетом погрешности эксперимента вполне удовлетворительное, причем, как

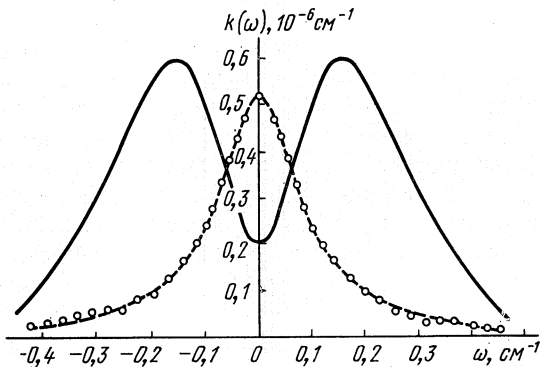


Рис. 3. ЛП $\lambda=694,38$ нм при $P_{\text{см}}=750$ мм рт. ст., $P_{\text{H}_2\text{O}}=0,7$ мм рт. ст.: точки — отдельные отсчеты ЛП; пунктир — ее аппроксимация дисперсионной кривой $k_D(\omega) = k(0) / [1 + (\omega/\gamma_{2\text{допл}})^2]$, где $k(0)$ и $\gamma_{2\text{допл}}$ взяты из эксперимента; сплошная линия интегральный спектр (отн. ед.).

это и следовало из численных расчетов, приведенных выше, с уменьшением γ_2 (т. е. с увеличением m) точность определения ширины линии возрастает. Хорошее совпадение наблюдается и для форм контуров исследуемых и калибровочных ЛП. Например, для $P_{\text{H}_2\text{O}}=0,7$ мм рт. ст., $P_{\text{см}}=750$ мм рт. ст. форма контура линии, как и в [10], практически до частот $\omega_i \leq 3\gamma_2$ оказалась дисперсионной (рис. 3). При $P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,2$ мм рт. ст. ЛП, как и следовало ожидать, была доплеровской (рис. 4). Близкие контуры оказались и при $P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 17$ мм рт. ст. (рис. 5).

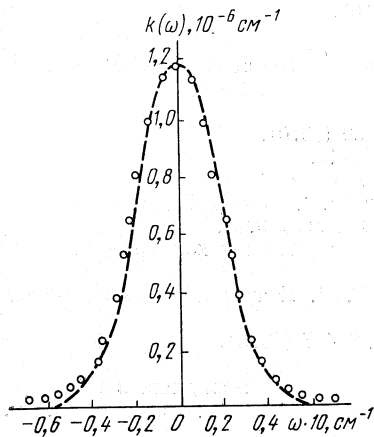


Рис. 4. ЛП $\lambda=694,38$ нм при $P_{\text{см}}=P_{\text{H}_2\text{O}}=0,2$ мм рт. ст.

точки — отдельные отсчеты линии поглощения, пунктир — ее аппроксимация доплеровской кривой $k_D(\omega) = k(0) \exp[-\ln 2 (\omega/\gamma_{2\text{допл}})^2]$, где $k(0)$, $\gamma_{2\text{допл}}$ взяты из эксперимента.

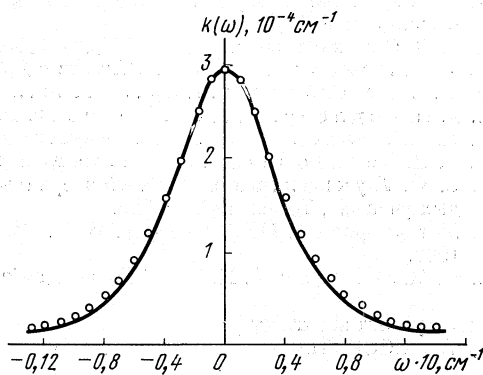


Рис. 5. ЛП $\lambda=694,38$ нм при $P_{\text{см}}=P_{\text{H}_2\text{O}}=17$ мм рт. ст.:

точки — отдельные значения линии, полученные по предлагаемой методике, сплошная линия — ЛП, измеренная на спектрометре с внешней ячейкой.

Значение параметра $A = \rho/\gamma_1^2$ при длине резонатора 80 м и температуре рубина $T = (33,5 \pm 0,1)^\circ\text{C}$, полученное при измерениях первых двух калибровочных линий, составило $(0,0036 \pm 0,0003)$ см.

3. Для проверки временной стабильности параметра A ЛП паров воды регистрировалось в течение длительного времени (2,5 месяца). Обработка большого количества спектров показала, что среднеквадратичное отклонение величины $A - \sigma_A$ за это время не превышало: для калибровочной линии I ($P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 17$ мм рт. ст.) — 5 %, для линии II ($P_{\text{см}} = 750$ мм рт. ст., $P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,7$ мм рт. ст.) — 7 %, для линии III ($P_{\text{см}} = P_{\text{H}_2\text{O}} = 0,2$ мм рт. ст.) — 4 %. Таким образом, экспериментальная проверка показала, что предлагаемый метод позволяет вполне удовлетворительно и надежно определять параметры исследуемых ЛП. Причем погрешность измерения ширины при отношении $m = \gamma_1/\gamma_2 > 40$ не превышает 6—7 %, а коэффициента поглощения в максимуме линии — 12—15 %. Проведение экспериментальной проверки позволило нам также более точно, чем ранее, определить эффективную длину поглощающего слоя, которая реализуется в СВР-спектрометре на импульсном рубиновом лазере с длинным резонатором. При базе резонатора и длине поглощающей кюветы 80 м она составила величину $\sim 19,2$ км, что соответствует увеличению чувствительности в 240 раз (по сравнению с внерезонаторными методами анализа).

В заключение следует отметить следующее. Предлагаемый метод извлечения информации разрабатывался для импульсных лазеров с однородным спектральным уширением. Однако он может использоваться и для лазеров с неоднородным спектральным уширением, если в резонатор последнего, наряду с селективно-поглощающим веществом, поместить частотный фильтр с шириной меньше однородно-уширенной компоненты линии усиления, служащий для сужения спектра генерации. Такое сужение спектра зачастую необходимо при исследовании ЛП с высоким спектральным разрешением и при этом становится возможным использовать для регистрации спектра интерферометр Фабри — Перо, обладающий высокой разрешающей способностью, но малой областью дисперсии.

Авторы приносят благодарность В. А. Капитанову и С. У. Касьянову за помощь в проведении эксперимента и И. Б. Заблотской за помощь в обработке экспериментальных спектров на ЭВМ.

1. В. Е. Зуев. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., «Сов. радио», 1970.
2. А. Ф. Сучков. Препринт ФИАН, М., 1970, № 126.
3. Л. А. Пахомычева и др. «Письма в ЖЭТФ», 2, 60 (1970).
4. N. C. Peterson et al. *J. Opt. Soc. Amer.*, 61, 746 (1971).
5. А. П. Годлевский, В. П. Лопасов. *ЖПС*, 20, 299 (1974).
6. А. П. Годлевский и др. «Квантовая электроника», 2, 1325 (1975).
7. Т. П. Беликова и др. «Квантовая электроника», 2, 1325 (1975).
8. С. Ф. Лукьяненко. В сб. «Материалы научно-практической конференции молодых ученых», Томск, 1975, с. 726.
9. Методы расчета ОКГ. Под ред. Б. И. Степанова. Т. II. «Наука и техника», Минск, 1968.
10. M. M. Johnson, A. H. La Grone. *Radio Science*, 8, 407 (1973).

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
26 августа 1976 г.

A. P. Godlevsky, V. P. Lopasov, S. F. Lukyanenko. **Acquisition of Quantitative Data on Absorption Line Parameters in the Intracavity Spectroscopy Method.**

A method is suggested to determine parameters of absorption lines which are studied with the use of a selective intracavity spectrometer on the basis of a pulsed laser with homogeneous spectral broadening. Processing is made from time-integrated laser emission spectra. The method makes it possible to determine the width and shape of the absorption line under investigation without any additional data on the laser parameters. It is shown that to determine the absorption coefficient in the line maximum it is necessary to know the ratio of the constant (frequency-independent) loss coefficient to the square of the amplification line half-width. This ratio is determined as a result of simple calibration using an absorption line with known parameters.