

Н. Г. БАСОВ, М. А. ГУБИН, В. В. НИКИТИН, А. В. НИКУЛЬЧИН,
В. Н. ПЕТРОВСКИЙ, Е. Д. ПРОЦЕНКО и Д. А. ТЮРИКОВ

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ, ОСНОВАННЫЙ НА ДЕТЕКТИРОВАНИИ ЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАНСОВ ДВУХМОДОВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Введение

Для выделения узких спектральных линий на реперных переходах атомов и молекул широко используются методы внутридоплеровской спектроскопии насыщения [1–3]. Регистрируемый узкий резонанс в интенсивности лазера (обращенный лэмб-провал) возникает вследствие насыщения неоднородно-уширенной линии поглощения встречными волнами излучения одномодового лазера. Используется различная геометрия опыта: внешние и внутренние ячейки с поглощающим газом или пучковые источники.

В настоящее время данным методом достигнуто очень высокое спектральное разрешение в оптическом диапазоне: выделены обращенные лэмб-провалы с добротностью $Q \sim 10^{11}$ на переходах молекулы метана [4, 5] и атома кальция [6] и с $Q \sim 10^{10}$ на переходах молекулы OsO_4 [7]. Выделение столь высокодобротных спектральных линий связано с использованием атомных пучков или молекулярных газов малой плотности.

Известно, что величина обращенных лэмб-провалов (a_-) пропорциональна $p_-^3 V_-$ (где p_- — давление поглощающего газа, V_- — объем каустики волны в поглощающей среде) и очень быстро падает с уменьшением давления газа. Поэтому узкие обращенные лэмб-провалы, наблюдаемые в интенсивности лазера, имеют низкую контрастность по сравнению с общей интенсивностью волны, падающей на детектор. Это обстоятельство создает значительные трудности при выделении сигнала среди шумов, вызванных «пьедесталом» (дробовые шумы детектора, флуктуации интенсивности лазера и т. д.).

Для устранения влияния «пьедестала» на чувствительность выделения обращенных лэмб-провалов было предложено несколько модификаций метода их регистрации. В частности, регистрация может осуществляться по изменению состояния поляризации пробной волны в ячейке (поляризационная спектроскопия [8]) либо по сигналу флуоресценции из верхнего состояния реперного перехода [4]. Последний метод может быть особенно эффективен для пучковых экспериментов с атомами, где в отдельных случаях можно обеспечить многократную флуоресценцию на смежном переходе. Оба метода эффективно снижают шумы регистрации, так как позволяют наблюдать обращенные лэмб-провалы в чистом виде, без «пьедестала». Для молекулярных линий многократная флуоресценция трудно осуществима из-за сложной структуры энергетических состояний молекулы.

Перечисленные способы регистрации резонансов по аналогии с радиотехникой можно назвать амплитудными, поскольку все они предполагают регистрацию интенсивности световой волны. Однако известно, что эффект насыщения неоднородно-уширенной линии может быть зарегистрирован и по изменению частотно-фазовых характеристик лазерного излучения,

поскольку частота и фаза лазерной волны зависят от изменения показателя преломления в поглощающей среде.

При насыщении неоднородно-уширенной линии дисперсии перехода встречными волнами величина показателя преломления в центре линии поглощения испытывает резонансное изменение, которое в случае внешней ячейки может быть зарегистрировано с высокой точностью по фазовой задержке одной из волн, например с помощью методов «частотно-модуляционной» и «оптической гетеродинной» спектроскопии [9–11].

Для лазера с внутренней поглощающей ячейкой насыщение линии дисперсии проявляется в нелинейной зависимости частоты генерации лазера от перестройки частоты «пустого» резонатора (эффект нелинейного затягивания частоты к центру линии [12, 13]). В рамках теории Лэмба выражение для частоты генерации одномодового лазера (ОМЛ) с внутренней поглощающей ячейкой при $|\omega_1 - \omega_-| \ll \gamma_-$ можно записать в виде

$$\omega_1 = \Omega_1 + \sigma_+ + \rho_+ E_1^2 - \sigma_- - \frac{\alpha_- c l_-}{l_0} \frac{d_{12}^2 E_1^2}{\hbar^2 \gamma_-^2} \frac{\gamma_- (\omega_1 - \omega_-)}{\gamma_-^2 + (\omega_1 - \omega_-)^2}, \quad (1)$$

где Ω_1 — частота «пустого» резонатора, E_1^2 — интенсивность моды, ω_1 — частота излучения, ω_- — частота центра линии поглощения, σ_{\pm} — слагаемое, описывающее линейную ненасыщенную линию дисперсии усиливающей и поглощающей сред ($\sigma_+ \gg \sigma_-$), $\rho_+ E_1^2$ описывает насыщение линии дисперсии активной среды.

Последнее слагаемое в выражении (1) представляет собой узкий резонанс дисперсионной формы, описывающий эффект нелинейного затягивания частоты генерации к центру линии: α_- — ненасыщенный коэффициент поглощения на единицу длины, c — скорость света, l_- — длина ячейки, l_0 — полная длина резонатора, γ_- — однородная ширина линии поглощения, \hbar — постоянная Планка, d_{12}^2 — матричный элемент дипольного момента перехода. Сомножитель $d_{12}^2 E_1^2 / \hbar^2 \gamma_-^2 = I_1$ представляет собой параметр насыщения перехода. Для краткости в дальнейшем будем называть приведенную резонансную зависимость в выражении (1) частотным резонансом (ЧР), а обращенный лэмб-провал в интенсивности излучения амплитудным резонансом (АР).

В одномодовых лазерах с нелинейным поглощением (НП) явление затягивания частоты до сих пор стремились в основном использовать для улучшения кратковременной стабильности излучения за счет автостабилизации частоты на центре перехода [13–17]. Однако невысокие коэффициенты автостабилизации на переходах молекулярных газов в существующих ОМЛ с НП не позволили добиться существенных результатов в этом направлении. В [18, 19] «резонансы спектральной плотности» излучения ОМЛ использовались в качестве частотных дискриминаторов для систем активной автоподстройки частоты лазера, однако не было получено какого-либо выигрыша в отношении сигнал/шум (С/Ш) и относительной стабильности частоты излучения лазера по сравнению с использованием ЛР в интенсивности излучения ОМЛ.

Отличие настоящей работы от перечисленных заключается в используемой методике регистрации затягивания частоты. Кроме того, в ней впервые экспериментально показано, что метод регистрации частотных резонансов двухмодового лазера открывает новые возможности повышения чувствительности лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения.

1. Метод регистрации частотных резонансов в двухмодовом лазере

В ДМЛ с НП (He–Ne/CH₄-система) частотные резонансы впервые наблюдались в работе [20]. Основная цель работы [20] была связана с применением эффектов взаимодействия мод лазера для повышения контрастности ЧР. В данной работе в отличие от [20] подчеркивается прежде всего тот выигрыш по снижению уровня шумов, который обеспечивает регистрация ЧР по сравнению с АР. Взаимодействие мод при ре-

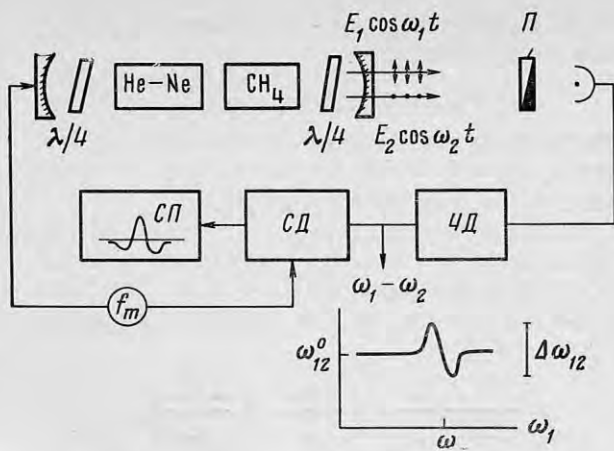


Рис. 1. Схема наблюдения частотных резонансов в двухмодовом He-Ne/CH₄-лазере: ЧД — частотный детектор; СД — синхронный детектор; СП — сигнал производных; f_m — частота модуляции длины резонатора; E_1 и ω_1 — напряженности и частоты полей двух ортогональных мод; $\Delta\omega_{12}$ — величина частотного резонанса; ω_{12}^0 — «несущая частота», задаваемая положением четвертьволновых пластин ($\lambda/4$) и нерезонансными добавками поляризации активной и пассивной сред; ω_- — центр линии поглощения

гистрации ЧР может быть слабым или вообще отсутствовать, поскольку уже не оно определяет отношение С/Ш.

Схема регистрации частотных резонансов в двухмодовом лазере показана на рис. 1. При сканировании длины резонатора частота одной моды (например ω_1) испытывает в районе центра линии поглощения ω_- резонансное изменение скорости сканирования. Так как расстояние между модами $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_{12} \gg \gamma_-$, то вторая мода не претерпевает такого изменения и выполняет роль внутренней гетеродина.

Сигнал биений после фотоприемника можно записать в виде:

$$U_{\phi} \sim E_1 E_2 \cos [\omega_{12}^0 + \Delta\omega_{12} F(\omega_1 - \omega_-) + \delta\omega_m] t. \quad (2)$$

Частотный детектор выделяет сигнал, пропорциональный частоте:

$$U_{\text{ЧД}} \sim \omega_{12}^0 + \Delta\omega_{12} F(\omega_1 - \omega_-) + \delta\omega_m. \quad (3)$$

Здесь E_1, E_2 — напряженности полей мод; ω_{12}^0 — расстояние между модами, задаваемое резонатором и нерезонансными слагаемыми в дисперсии активной и пассивной сред; $\delta\omega_m$ — шумовое слагаемое; $\Delta\omega_{12} F(\omega_1 - \omega_-)$ — слагаемое, описывающее ЧР.

Из [12, 13] без учета нерезонансных слагаемых в выражении для частот ДМЛ с НП нетрудно получить

$$\Delta\omega_{12} F(\omega_1 - \omega_-) = \frac{\alpha - cl_-}{l_0} \left(\frac{d_{12}^2 E_1^2}{\hbar^2 \gamma_-^2} \right) \frac{\gamma_- (\omega_1 - \omega_-)}{(\omega_1 - \omega_-)^2 + \gamma_-^2}, \quad (4)$$

что полностью совпадает с резонансной зависимостью в (1).

Размах частотного резонанса $\Delta\omega_{12} = \frac{\alpha - cl_-}{l_0} I_1$ составляет для He-Ne/

/CH₄-лазера при давлении $p \sim 1$ мтор, $l_- = 0,5l_0$, $I_1 \sim 1$ величину $\sim 10^5$ Гц.

Ввиду дрейфа во времени «несущей» частоты (ω_{12}^0), происходящего, например, из-за медленного изменения параметров активной среды, для выделения ЧР и стабилизации по ним частоты лазера необходимо применять модуляционную методику с синхронным детектированием сигнала. Обозначим через f_m частоту модуляции резонатора лазера, Δf_m — девиацию модуляции. Тогда величина сигнала на первой гармонике модуляции, выделяемая синхронным детектором (рис. 1), будет:

$$U_{\text{ЧД}}^{(1)} \sim \Delta\omega_{12} \left(\frac{\Delta f_m}{\gamma_-} \right) \frac{\gamma_-^2 - (\omega_1 - \omega_-)^2}{[(\omega_1 - \omega_-)^2 + \gamma_-^2]^2}. \quad (5)$$

В спектральную плотность ($\delta\omega_{ш}^2$) слагаемого $\delta\omega_{ш}$ из (2) входят следующие основные составляющие:

$$\delta\omega_{ш}^2 = \delta\omega_{ад}^2 + \delta\omega_{пр}^2 + \delta\omega_{ест}^2, \quad (6)$$

где $\delta\omega_{ад}^2$ — спектральная плотность аддитивных шумов, $\delta\omega_{пр}^2$ — спектральная плотность шумов преобразования, $\delta\omega_{ест}^2$ — спектральная плотность естественных частотных шумов излучения.

Для оценки вклада аддитивных шумов сравним отношение С/Ш при двух методах выделения резонансов — частотном и амплитудном. Воспользуемся выражением для выигрыша в отношении С/Ш (по напряжению) из работы [21], достигаемом при частотном детектировании, сделав необходимые переобозначения:

$$\frac{(C/Ш)_{чр}}{(C/Ш)_{ар}} \approx \left(\frac{\Delta\omega_{12}}{f_m} \right) \left(\frac{E_1 E_2}{a_-} \right), \quad (7)$$

где a_- — величина амплитудного резонанса. Второй сомножитель в (7) представляет собой величину, обратную контрастности АР.

Из (7) видно, что в области сравнительно больших давлений поглощающего газа, когда контрастность АР по отношению к полной мощности значительна ($a_-/E_1 E_2 \sim 10\%$ для метана при $p_- \sim 1$ мтор), основной выигрыш связан с первым сомножителем. За счет выбора частоты модуляции он может достигать $10^3 - 10^4$.

В области малых давлений поглощающего газа роль первого сомножителя падает, но растет вклад второго. Для метана при $p_- \sim 10^{-2}$ мтор выигрыш также может составлять

$$\frac{(C/Ш)_{чр}}{(C/Ш)_{ар}} \sim \frac{10^3 \text{ Гц}}{10^2 \text{ Гц}} (10^3) \sim 10^4.$$

(Контрастность АР принята равной $10^{-1}\%$ от полной мощности излучения.) Таким образом, влияние аддитивных шумов при регистрации ЧР может быть пренебрежимо малым. При более строгой оценке выигрыша необходимо дополнительно учитывать нелинейность частотной характеристики и шумы фотоприемника на частоте ω_{12}^0 по сравнению с частотой f_m .

Шумы преобразования, входящие в (6), состоят из шумов частотного детектора ($\delta\omega_{4D}^2$) и частотных шумов оптического гетеродина ($\delta\omega_{гет}^2$). Не представляет больших трудностей создание ЧД с уровнем спектральной плотности шумов $\delta\omega_{4D}^2 \leq 10^{-4}$ Гц²/Гц, поэтому основной вклад в шумы преобразования вносит оптический гетеродин.

В ДМЛ оптическим гетеродином служит вторая мода, ее технические флуктуации с большой точностью коррелированы с флуктуациями первой моды, если выполняются условия

$$\gamma_+ \ll \omega_{12} \ll \gamma_+, \Delta\omega_D^{\pm} \quad (8)$$

(γ_+ — однородная ширина линии усиления, $\Delta\omega_D^{\pm}$ — доплеровские ширины линий поглощения и усиления).

В случае ОМЛ выделение ЧР требует внешнего лазера гетеродина. Если частота гетеродина стабилизирована с достаточной точностью (например, по другому стабилизированному лазеру), то определяющий вклад в $\delta\omega_{пр}^2$ дает кратковременная нестабильность исследуемого лазера. Спектральная плотность низкочастотных технических шумов нестабилизированных лазеров в диапазоне до 20 кГц составляет $10^4 - 10^8$ (Гц²/Гц) [22]. При использовании модуляционной методики выделения частотных резонансов именно спектральная плотность технических шумов на частоте модуляции и определяет соотношение С/Ш. Активная стабилизация частоты исследуемого лазера не решает проблему, поскольку система стабилизации, снижая уровень флуктуаций частоты, одновременно снижает и уровень сигнала (т. е. величину затягивания частоты). В результате соотношение С/Ш не улучшается.

По-видимому, именно низкой кратковременной пассивной стабильностью частоты исследуемого лазера можно объяснить отсутствие выигрыша в отношении С/Ш при выделении «резонансов спектральной плотности» по сравнению с АР в работах [18, 19].

Наличие же в лазере второй моды, не совпадающей с центром линии поглощения, дает возможность стабилизировать длину резонатора, т. е. снизить техническую нестабильность за счет привязки частоты одной из мод к частоте лазера с узким спектром, и уже на фоне малых технических шумов выделять сигналы затягивания на межмодовой частоте.

Для оценки предельной чувствительности метода обратимся к соотношению (5) при $\omega_1 = \omega_-$, включив в него шумовые составляющие сигнала из (6)

$$\tilde{U}_{\text{ЧР}}^{(1)} \approx \Delta\omega_{12} \frac{(\overline{\Delta f_m} + \delta f_m + \delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}})}{\gamma_-} + \delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}}, \quad (9)$$

где $\overline{\Delta f_m}$ — регулярная девиация частоты ($\Delta f_m \ll \gamma_-$), δf_m , $\delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}}$ — спектральные составляющие (на частоте f_m) технических и естественных флуктуаций частоты излучения.

Как показывают эксперименты по активной стабилизации частоты лазеров, с помощью «быстрых» систем АПЧ ([11, 24], см. также раздел 2) в газовых лазерах вполне реально достигнуть $\delta f_m \approx \delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}}$, т. е. выделять ЧР с уровнем шума, близком к естественному. Как известно, для газовых лазеров при мощности излучения 1 мВт спектральная плотность естественных шумов $\delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}} \approx 10^{-2} - 10^{-4}$ Гц²/Гц. Величина ЧР для He—Ne/CH₄-системы при $p_- = 1$ мтор, $I_1 = 1$ составляет по нашим измерениям $\Delta\omega_{12} \sim 10^5$ Гц (что совпадает с оценкой из (4)). Из условия $\Delta\omega_{12} = \delta\tilde{\omega}_{\text{м.ест}}$ и с учетом величины коэффициента поглощения в метане ($\alpha_- = 0,18$ см⁻¹тор⁻¹) находим, что предельно обнаруживаемый коэффициент поглощения может достигать $\alpha_-^{\text{пред}} = 10^{-10} \div 10^{-11}$ см⁻¹ · Гц^{-1/2}.

2. Повышение кратковременной стабильности ДМЛ

Одной из задач, которую необходимо решить для получения узких спектральных линий с шириной $\gamma_- \sim 10^3$ Гц является создание лазера с высокой кратковременной стабильностью частоты, так как ширина спектра лазера $\Delta\omega_{\text{сп}}$ должна быть много меньше γ_- . Как известно, задача получения узкого спектра излучения в лазерах любых типов, используемых в прецизионной спектроскопии, решается путем «привязки» частоты излучения к некоторому реперу с помощью широкополосных систем АПЧ. Наибольшие успехи по сужению спектра He—Ne/CH₄-лазера достигнуты в настоящее время в работах [23, 24]. Получены спектры с шириной $\Delta\omega_{\text{сп}} \sim 1$ Гц при использовании в качестве реперов АР большой интенсивности (~ 1 мВт) с шириной $\gamma_- \approx 50$ кГц в He—Ne/CH₄-ОМЛ с длиной резонатора 5 м. Ширина полосы частот системы АПЧ составляла 5 кГц.

В настоящей работе нами предлагается другой метод сужения спектра лазера, связанный с использованием ЧР ДМЛ. Суть его заключается в том, что частота лазера привязывается к вершине реперной линии двумя петлями обратной связи с различными частотными дискриминаторами (рис. 2). Первая петля, «медленная», обрабатывает возмущения в диапазоне частот 0—10 Гц и использует в качестве реперной точки вершину АР в мощности излучения ДМЛ — это обычная система экстремального регулирования. Вторая петля обратной связи служит для обработки быстрых флуктуаций с частотами выше 10 Гц. В качестве дискриминатора для этой петли используется частотный резонанс ДМЛ.

Отметим основные достоинства такой комбинационной системы.

1. Для работы «быстро» канала не требуется модуляция длины резонатора, поэтому частота среза системы АПЧ ограничивается лишь шириной резонанса и может в 5—10 раз превышать частоты среза, характерные для систем экстремального регулирования.

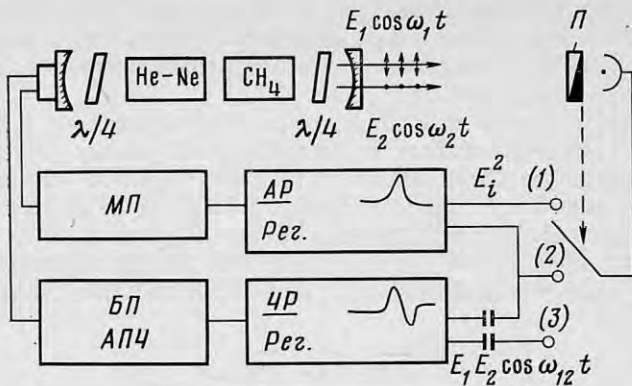


Рис. 2. Схема двухмодового лазера с узким спектром излучения. В зависимости от положения поляризатора Π наблюдаются амплитудный (1), частотный (2) или оба резонанса одновременно (3). В положении (2) резонансы используются в качестве дискриминаторов двухканальной системы АПЧ. МП — «медленная» петля, БП — «быстрая» петля, рег. — регистрация

2. Так как амплитудное детектирование заменяется частотным, то значительно снижается требование на абсолютную величину резонанса в выходной мощности. Размах частотного резонанса пропорционален лишь ненасыщенному коэффициенту поглощения и параметру насыщения среды, т. е. в отличие от амплитудного резонанса слабо зависит от контрастности и степени согласования параметров активной и пассивной сред. Поэтому можно получать частотные резонансы с размахом в сотни кГц в коротких лазерах с внутренней ячейкой.

Для экспериментальной реализации предложенного метода использовался двухмодовый He—Ne/CH₄-лазер. Двухмодовый режим работы создавался с помощью резонатора Фабри — Перо, содержащего две фазовые пластинки, близкие к четвертьволновым. Подробные исследования условий получения в таком резонаторе устойчивой генерации двух аксиальных ортогонально поляризованных мод на различных переходах Ne проводились в [25—27]. Расстояние между соседними ортогональными модами (ω_{12}^0) регулируется углом между оптическими осями пластин в диапазоне $\sim 0,2$ МГц и выше. Это позволяет с большим запасом выполнить для рассматриваемого He—Ne-лазера условие (8) ($\gamma_+, \Delta\omega_D^+ \sim 100$ МГц).

На рис. 3 показана амплитудно-частотная характеристика созданной двухканальной системы и приведена запись на спектроанализаторе спектра стабилизированного He—Ne/CH₄-ДМЛ. Полная ширина сигнала по полувысоте составляет 20 Гц (разрешение спектроанализатора 7 Гц). Ширина спектра излучения этого же лазера в пассивном режиме составляла обычно 6—8 кГц.

Данный результат получен в лазере длиной 1,5 м при длине ячейки 80 см. Мы надеемся, что дальнейшее совершенствование предлагаемого метода позволит получить ширину спектра излучения, определяющуюся естественными флуктуациями частоты лазера.

3. Наблюдение магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) $F_2^{(2)}$ -линии метана

$F_2^{(2)}$ -линия метана (ветвь $P(7)$, полоса ν_3) обладает магнитной сверхтонкой структурой, состоящей из трех компонент, разделенных интервалом в 11 кГц [28]. Ширина каждой компоненты определяется в основном ударной и пролетной ширинами, которые характеризуются следующими константами [2, 28]:

$$\gamma_{\pm}^{\text{уд}} = 15 \text{ кГц} \cdot \text{мтор}^{-1} p_{\pm} (\text{мтор}), \quad \gamma_{\pm}^{\text{пр}} = \frac{70 \text{ кГц} \cdot \text{мм}}{r_0 (\text{мм})}$$

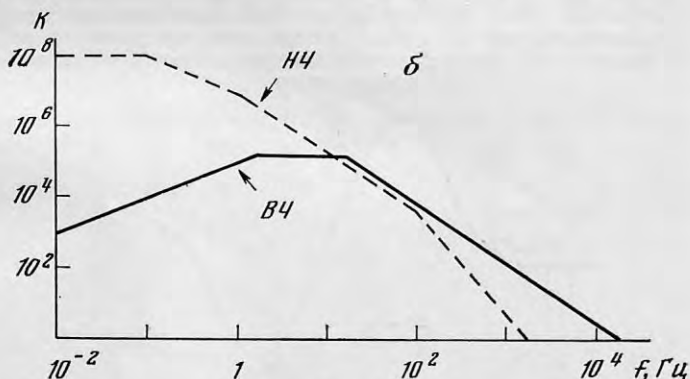
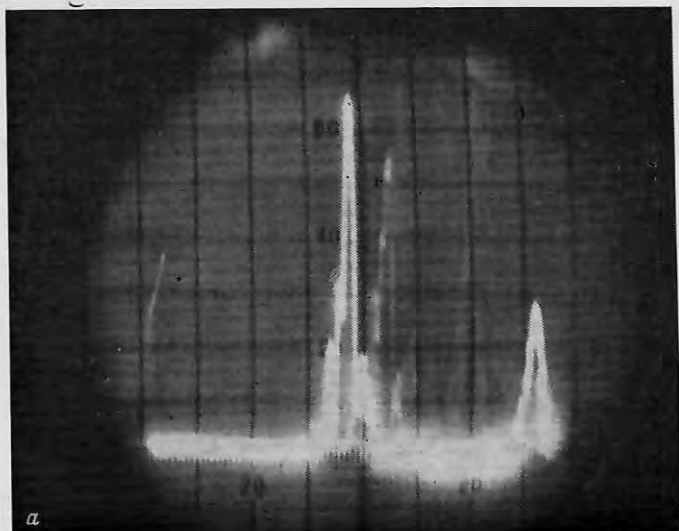


Рис. 3. *a* — Спектр излучения ДМЛ, стабилизированного двухканальной системой АПЧ, цена деления 50 Гц, *б* — Амплитудно-частотная характеристика двухканальной системы АПЧ. Ширина полосы «быстрой» петли (20 кГц) определялась в условиях эксперимента фазочастотной характеристикой используемого пьезоэлемента

(p — давление метана, r_0 — радиус области взаимодействия молекул со световым полем).

Получение узких лэмбовских резонансов с шириной 1 кГц и разрешение МСТС требуют увеличения времени взаимодействия молекул с полем до $t \approx 10^{-3}$ с и снижения давления метана в ячейке до уровня $\leq 10^{-4}$ тор. Поскольку амплитуда выделяемых узких лэмбовских резонансов в интенсивности лазера пропорциональна $p^{-3}V$ (при оптимальном уровне насыщения), то для уверенной регистрации резонансов требуется увеличение габаритов ячейки и времени интегрирования сигнала. В частности, в рабо-

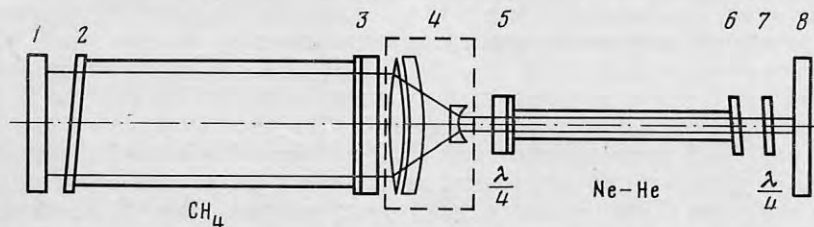


Рис. 4. Схема ДМЛ с телескопическим расширителем луча: 1 — зеркало, $R = \infty$, $r = 99\%$; 2, 3, 6 — изотропные окна из CaF_2 ; 4 — трехлинзовый телескоп с 10-кратным увеличением; 5, 7 — $\lambda/4$: фазовые пластины; 8 — зеркало; $R = 5$ м, $r = 90\%$

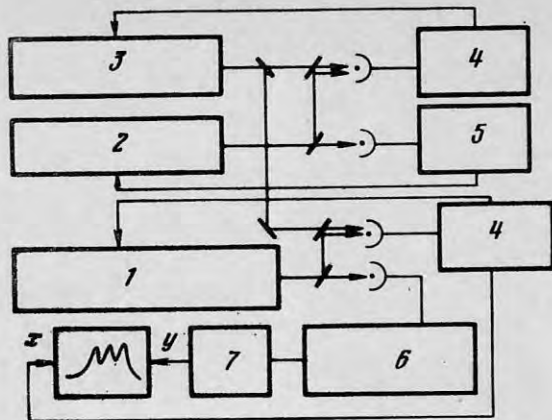


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для исследования высокочастотных резонансов в двухмодовом He—Ne/CH₄-лазере с телескопическим расширителем луча внутри резонатора (1). 2 — He—Ne-лазер (гетеродин), 3 — He—Ne/CH₄ ДМЛ (опорный), 4 — ЧАП — система взаимной привязки лазеров; 5 — АПЧ — система автоподстройки по резонансам ДМЛ, 6 — частотный дискриминатор, 7 — синхронный детектор

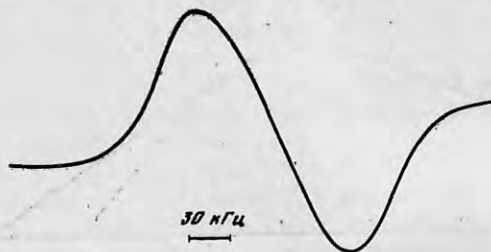


Рис. 6. Сигнал второй производной от частотного резонанса в ДМЛ с телескопом при $p_- = 2$ мтор ($\tau = 1$ с)

тах [4, 28], где были выделены резонансы с ширинами ≈ 1 кГц, длины ячеек составляли более 10 м, а время накопления сигнала несколько часов.

В настоящей работе для разрешения МСТС $F_2^{(2)}$ -линии метана был применен метод регистрации ЧР в ДМЛ.

Использовался He—Ne/CH₄-ДМЛ с телескопическим расширителем луча внутри резонатора (ТСК) (рис. 4). Диаметр луча в ячейке поглощения составлял 30 мм (диаметр каустики в активной среде 3 мм), длина ячейки $l_- = 0,8$ м, конструкция ячейки позволяла охлаждать метан до температуры жидкого азота, полная длина резонатора $l_0 = 1,8$ м. Кроме ДМЛ с ТСК в экспериментальную установку входил опорный лазер и лазер-гетеродин (рис. 5). Данная схема с тремя лазерами является общепринятой при проведении прецизионных спектроскопических исследований. Опорный лазер представлял собой He—Ne/CH₄-ДМЛ с узким спектром излучения (~ 10 Гц), стабилизированный по схеме, описанной в разделе 2. ДМЛ с ТСК исследовался в диапазоне давлений < 3 мтор.

На рис. 6—8 приведены сигналы ЧР на первой и второй гармониках частоты модуляции при различных давлениях и различной степени насыщения перехода. При больших давлениях метана (рис. 6, $p_- = 2$ мтор), когда МСТС не разрешается, а величина сигнала ЧР $\Delta\omega_{12} \sim 10^5$ Гц, нами проводилась стабилизация частоты ДМЛ с ТСК по второй гармонике ЧР. Измерение относительной стабильности частоты опорного лазера и лазера с ТСК дало значение параметра Аллана σ порядка 10^{-14} ($\tau = 10$ с), что

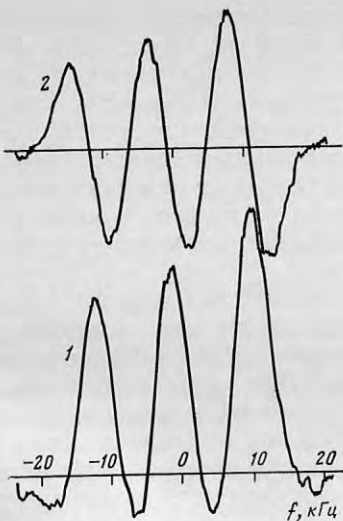


Рис. 7

Рис. 7. Магнитная сверхтонкая структура $F_2^{(2)}$ -линии метана; $p_- = 60$ мктор, длина ячейки 80 см, диаметр светового луча 3 см, время усреднения 1 с, время записи 5 мин, температура газа 77 К, параметр насыщения $I_1 \sim 0,4$. 1 — первая производная, 2 — вторая производная

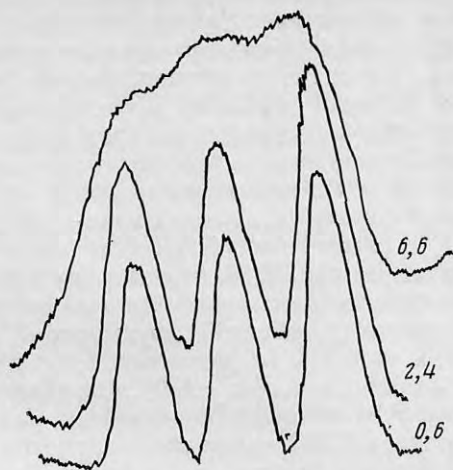


Рис. 8

Рис. 8. Влияние параметра насыщения на разрешение компонент МСТС, числа у кривых — параметр насыщения

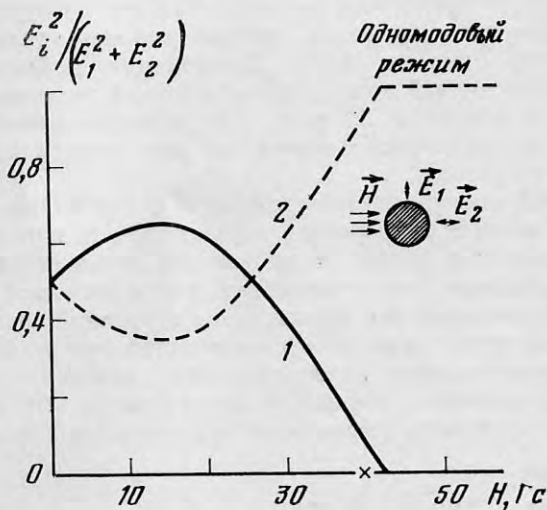


Рис. 9. Расчетная зависимость относительной интенсивности ортогонально поляризованных мод ДМЛ от величины поперечного магнитного поля H . H направлено вдоль поляризации «сильной» моды E_2 . Расчет проведен в рамках теории Лэмба для $3s_2-3p_1$ перехода Ne ($\lambda = 3,39$ мкм) при расстоянии между модами $\omega_{12} = 1$ мГц. Кривая 1 — «слабая» мода, 2 — «сильная» мода. Крестиком отмечена область используемых значений H . На вставке — сечение разрядной трубки

на два порядка превышает значения стабильности частоты, достигнутые в [18, 19], где стабилизация частоты проводилась по ЧР ОМЛ.

На рис. 7 приведены спектрограммы первой и второй производных от частотного резонанса $F_2^{(2)}$ -линии метана. При указанных на рис. 7 параметрах ширина резонансов было минимальной и составила $\gamma = 2,2 \pm 0,3$ кГц (спектрограммы обрабатывались с учетом дублетного расщепления каждой компоненты МСТС из-за эффекта отдачи [4, 5]).

Спектрограммы на рис. 8 показывают влияние параметра насыщения I_1 на спектральное разрешение компонент МСТС. Для обеспечения низкого уровня насыщающей мощности $I_1 < 1$ использовался режим работы ДМЛ с существенно различным уровнем интенсивности первой и второй мод. Различие в интенсивностях мод обеспечивалось поперечным полем H , наложенным на активную среду и направленным вдоль поляризации второй (гетеродинной) моды. Расчеты и эксперимент показали, что за счет зеемановского расщепления линии усиления на π - и σ_{\mp} -компоненты первая мода, насыщающая центр линии поглощения, испытывает уменьшение усиления, а вторая мода — его увеличение.

Теоретическая зависимость поведения интенсивностей мод от H приведена на рис. 9. Измерения качественно подтвердили эту зависимость. Таким способом можно было достигать отношения $E_2^2/E_1^2 \sim 150$, при сохранении устойчивой двухмодовой генерации. При этом естественные шумы частоты и интенсивности излучения возрастали незначительно (в 2 раза для $E_2^2/E_1^2 \sim 100$), что объясняется глубоким насыщением линии усиления сильной генерацией на близкой по частоте гетеродинной моде. В случае ОМЛ снижение параметра насыщения требует, как правило, применения больших телескопических систем.

Заключение

Таким образом, в работе экспериментально показано, что метод регистрации частотных резонансов в двухмодовом лазере с нелинейным поглощением обладает высокой чувствительностью и является перспективным для выделения узких спектральных линий. Использование частотных резонансов в задачах стандартов частоты позволяет обеспечить также высокую кратковременную стабильность частоты излучения, эффективное снижение полевого уширения, низкий уровень технических сдвигов стабилизированной частоты [18]. Применение указанного метода в He—Ne-лазере с метановой поглощающей ячейкой позволило выделить реперные линии с шириной 2,2 кГц при использовании поглощающей ячейки небольших размеров, и почти на три порядка сузить ширину спектра излучения лазера.

Предложенный спектроскопический метод, основанный на частотном детектировании сигнала дисперсии в двухмодовом лазере, является достаточно универсальным и может стать основой двухчастотной внутррезонаторной спектроскопии (как нелинейной, так и линейной), поскольку он может быть распространен на другие типы лазеров. Характерной особенностью метода является также то обстоятельство, что он позволяет проводить высокочувствительную количественную лазерную спектроскопию сверхвысокого разрешения, поскольку сигнал частотных резонансов связан простым соотношением с величиной измеряемого поглощения.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Московский инженерно-физический институт

Литература

1. Басов Н. Г., Летохов В. С. Успехи физ. наук, 1968, т. 96, с. 585.
2. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975.
3. Hall I. L. Science, 1978, v. 202, p. 147.
4. Hall I. L., Borde C. I., Uehara K. P. R. L., 1976, v. 37, p. 1339.
5. Чеботаев В. П. Тр. II симпозиума по стандартам частоты и метрологии. Копенгаген, США, 1976.
6. Barger R. Appl. Phys. Letts, 1979, v. 34, p. 850.
7. Borde C. et al. Proc. IV Intern. Conf. on Laser Spectr., Rottach-Eggern, B. R. D., 1979.
8. Wieman C., Hänsch T. Phys. Rev. Letts, 1976, v. 36, p. 1170.
9. Bjorqlund G. Opt. Letts, 1980, v. 15, p. 15.
10. Shyder I. et al. Phys. Rev. Letts, 1980, v. 44, p. 1251.
11. Hall I. L. et al. Proc. V Conf. Laser Spectroscopy, Jasper, Canada, June, 1981.

12. *Bennett W.* Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 580; *Lamb W.* Phys. Rev., 1964, v. 134, p. A1429.
13. *Легохов В. С.* Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 593.
14. *Легохов В. С., Павлик В. Д.* Квантовая электроника, 1971, № 1, с. 53.
15. *Багаев С. Н., Василенко Л. С., Чебогаев В. П.* Оптика и спектроскопия, 1970, т. 29, с. 156.
16. *Кошеляевский Н. Б., Татаренков В. М., Тигов А. И.* Квантовая электроника, 1974, т. 1, с. 516.
17. *Геликонов В. В., Зайцев Ю. И., Малыкин Г. Б.* Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 381.
18. *Kramer G. et al.* Z. Naturforsch., 1975, B. 30a, S. 1128.
19. *Bagaeв S. N. et al.* Appl. Phys., 1976, v. 10, p. 231.
20. *Гончуков С. А., Петровский В. Н., Проценко Е. Д.* Квантовая электроника, 1973, т. 2, (14), с. 107.
21. *Клэппер Дж., Френкл Дж.* Системы фазовой и частотной автоподстройки частоты. М.: Энергия, 1977.
22. *Милушкин Г. А., Трошин Б. И.* Квантовая электроника, 1974, № 1, с. 91.
23. *Багаев С. Н., Василенко Л. С., Гольдорт В. Г., Дмитриев А. К., Дычков А. С.* Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 1163.
24. *Багаев С. Н., Дычков А. С., Чебогаев В. П.* Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, с. 590.
25. *Губин М. А., Козин Г. И., Проценко Е. Д.* Оптика и спектроскопия, 1974, т. 34, с. 567.
26. *Вдовин Ю. А., Гончуков С. А., Губин М. А., Ермаченко В. М., Ораевский А. Н., Проценко Е. Д.* Препринт ФИАН, № 116, 1972.
27. *Вдовин Ю. А., Губин М. А., Ермаченко В. М., Проценко Е. Д.* В сб. Квантовая электроника / Под ред. Басова Н. Г. 1973, № 4 (16), с. 35.
28. *Hall I. L., Borde C.* Phys. Rev. Letts, 1973, v. 30, p. 1101.