

**РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ КОМПОНЕНТ ЧАСТОТНОГО ШУМА ИЗЛУЧЕНИЯ
ДВУХМОДОВОГО He-Ne/CH₄ ЛАЗЕРА**

М.А. Губин, Д.А. Тюриков, А.В. Усков, А.С. Шелковников, В.Л. Шевцов

Показано, что форма резонансов спектральной плотности шума межмодовой частоты в двухмодовом лазере с нелинейным поглощением различна для естественных и технических флуктуаций. Это позволяет использовать указанные резонансы для количественных исследований обеих компонент шума на тех частотах шумов, где стандартные методики измерения частотных лазерных шумов малоинформативны.

Эффективным способом исследования естественной компоненты частотного шума лазера в наблюдаемом сигнале является изучение шума межмодовых биений, например, в двухмодовом режиме генерации. Недостатком двухмодового метода при исследовании лазерных шумов является потеря информации о технической компоненте шума. В настоящей работе предлагается дополнить метод исследования шумов в частоте межмодовых биений использованием внутренней поглощающей ячейки. При такой схеме преодолеваются недостатки как "одномодового" метода (высокий уровень технического шума в области звуковых частот), так и "двухмодового" (потеря информации о техническом шуме) и оказывается возможным измерение относительных вкладов естественного и технического шума в широкой области частот Фурье ($f \ll \gamma$, γ – ширина нелинейного резонанса).

Рассмотрим особенности влияния поглощающей ячейки на спектры естественных и технических флуктуаций межмодовой частоты. В отсутствие затягивания (автостабилизации) частота излучения i -ой моды лазера ω_i является линейной функцией разности $\omega_r - \omega_0$ (ω_r – частота резонатора, ω_0 – центральная частота перехода) с коэффициентом наклона $\delta\omega_i/\delta\omega_r = 1$. При наличии затягивания $S_i/1, 2, 3/ \delta\omega_i/\delta\omega_r = (1 + S_i)^{-1}$.

Пусть $E_i = E_0 \cos(\omega_i t + \varphi_0)$, $i = 1, 2$ – поля мод 1 и 2. Взаимодействием мод пренебрегаем. Тогда для флуктуаций частот имеем:

$$\dot{\varphi}_1 (1 + S_1) = F_{1t} + F_{1n},$$

$$\dot{\varphi}_2 (1 + S_2) = F_{2t} + F_{2n},$$

где $F_{it}(t)$, $F_{in}(t)$, $i = 1, 2$ – соответственно ланжевеновы силы технических и естественных флуктуаций каждой из мод. Исходя из предположения о коррелированности технических флуктуаций частот мод $F_{it} = F_{2t} = F_t$ (считаем, что они вызываются изменениями длины резонатора) и некоррелированности их естественных флуктуаций, несложно получить выражения для спектров этих флуктуаций:

$$W_{12}(f) = W_t(f) + W_n(f),$$

$$W_t(f) = \left[\frac{1}{1 + S_1} - \frac{1}{1 + S_2} \right]^2 W_t^0(f), \tag{1}$$

$$W_n(f) = \frac{W_{1n}^0(f)}{(1 + S_1)^2} + \frac{W_{2n}^0(f)}{(1 + S_2)^2}, \tag{2}$$

где W_{in}^0 , W_t^0 – спектры соответственно F_{in} , F_t .

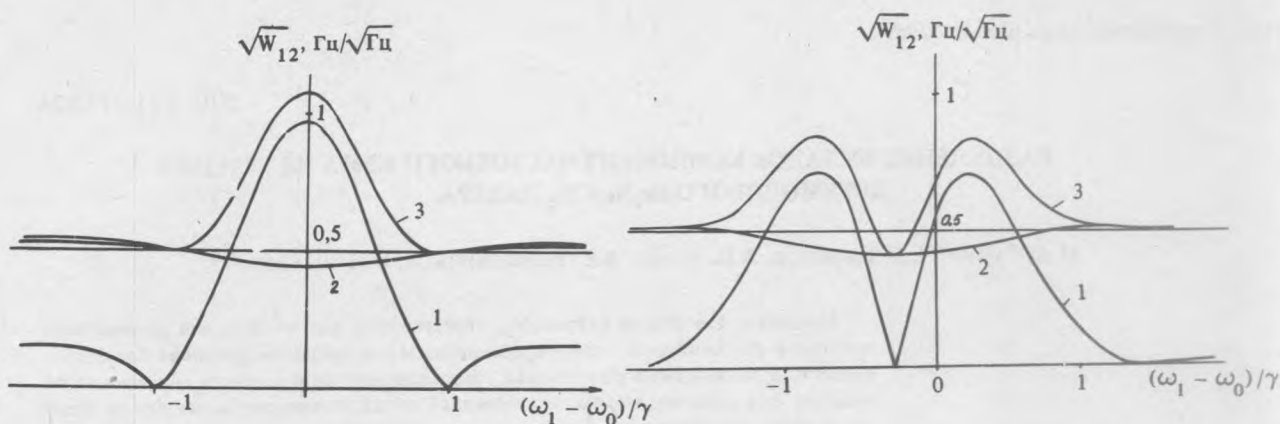


Рис. 1. Расчетные спектры технического (1), естественного (2) и суммарного (3) шума межмодовой частоты при $\omega_{12}/\gamma \gg 1$.

Рис. 2. Расчетные спектры технического (1), естественного (2) и суммарного (3) шума межмодовой частоты при $\omega_{12}/2\gamma = 0,3$.

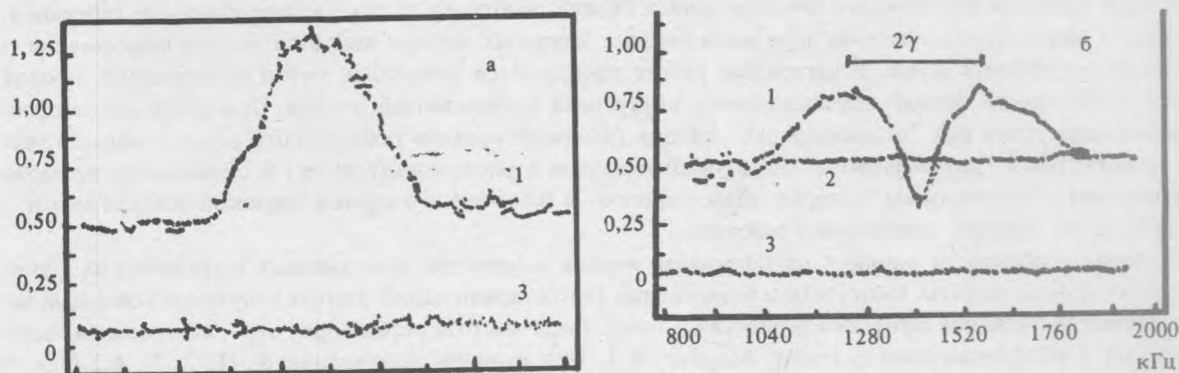


Рис. 3. Экспериментальные спектры шума ω_{12} исследуемого ДМЛ для $\omega_{12}/\gamma \gg 1$ (а), $\omega_{12}/2\gamma \approx 0,3$ (б). $f = 400$ Гц (1). Показаны также уровень шума ω_{12} в отсутствие метана (2) и уровень шума частотного детектора (3). По оси абсцисс отложена разность ω_1 и частоты излучения лазера-гетеродина (центру линии метана соответствует частота 1380 кГц, см. (б)), по оси ординат – значение $\sqrt{W_{12}} (\Gamma\text{ц}/\sqrt{\Gamma\text{ц}})$.

Расчетные спектры $W_{12}(\omega_1 - \omega_0, f = \text{const})$ при сканировании пары мод по линии метана для различных отношений межмодовой частоты $\omega_{12} = |\omega_1 - \omega_2|$ и ширины резонанса приведены на рис. 1, 2. Зависимости среднего значения технических флуктуаций от расстояния между частотой первой моды и центром линии поглощения показаны кривыми 1. Уровень технического шума при расчетах предполагался равным $\sqrt{W_t^0} = 4,5 \text{ Гц}/\sqrt{\Gamma\text{ц}}$, что соответствовало условиям эксперимента. В случае, когда $S_1 = 0$, $i = 1, 2$, т.е. обе моды отстоят достаточно далеко от центра линии ($|\omega_i - \omega_0| \gg \gamma$), а также в случае $S_1 = S_2 \neq 0$ (если $\omega_{12}/2\gamma < 1$ и $\omega_i = \omega_0 \pm \omega_{12}/2$), нестабильность длины резонатора вызывает совпадающие по фазе и амплитуде флуктуации частоты обеих мод и не дает согласно (1) шумового вклада в W_{12} . В случае, когда коэффициенты автостабилизации не совпадают, флуктуации мод взаимовычитаются не полностью, что приводит к резкому увеличению спектральной плотности шума.

Естественный шум межмодовой частоты (кривые 2) определяется суммарным вкладом некоррелированных естественных флуктуаций каждой моды (2). Значение естественного шума оказывается больше его значения в отсутствие затягивания в точках, где $(1 + S_1)^{-2} + (1 + S_2)^{-2} > 2$ (значения S_i могут быть отрицательными), а при значениях $S_i > 0$ наблюдается подавление естественных флуктуаций межмодовой частоты, достигающее максимума при симметричном положении мод относительно центра линии. Таким образом, спектрограммы резонансных структур для некоррелированных и коррелированных частотных

флуктуаций существенно отличаются друг от друга по форме. В частности, расстояние между максимумами кривой, описывающей поведение некоррелированных флуктуаций, больше 2γ , кривой, описывающей поведение коррелированных флуктуаций, равно γ .

Суммарный шум, определяемый выражением

$$\sqrt{W_{12}} = \sqrt{W_t + W_n}, \quad (3)$$

показан кривыми 3. Вдали от резонанса они асимптотически совпадают с уровнем естественных флуктуаций в отсутствие затягивания независимо от соотношения ω_{12} и γ . Но в центре линии эти кривые ведут себя по разному при $\omega_{12}/\gamma \gg 1$ и $\omega_{12}/2\gamma < 1$. Для близких мод кривая 3 имеет два максимума, обусловленных вкладом технического шума, и минимум, совпадающий с минимумом кривой для естественных флуктуаций. В этой точке суммарное среднее значение шума межмодовой частоты составляет величину в $1 + S$ раз меньшую (для спектральной плотности в $(1 + S)^2$ меньшую), чем значение естественного шума в отсутствие затягивания. Ранее такое подавление было зарегистрировано в [4] для одномодового случая. Для далеких мод (рис. 2) превалирующим в суммарном шуме является всплеск технического шума на центре линии.

Установка для исследования спектра шумов межмодовой частоты состояла из исследуемого двухмодового He-Ne/CH₄ лазера (ДМЛ), системы частотной привязки к опорному лазеру и системы регистрации [5].

Исследуемый лазер с фазоанизотропным резонатором длиной 80 см излучал на двух ортогонально поляризованных модах, частотное расхождение между которыми регулировалось в диапазоне $\omega_{12}^0 = 5 \text{ мГц} \div 40 \text{ кГц}$. Внутри резонатора помещалась ячейка с метаном длиной 20 см, охлаждавшаяся парами жидкого азота. Сигнал межмодовых биений с фотоприемника усиливался и поступал на частотомер (для контроля ω_{12}) и на частотный детектор, преобразующий сигнал в напряжение, пропорциональное частоте биений. Далее сигнал поступал на аналого-цифровой преобразователь непосредственно (в случае, если прописывался резонанс межмодовой частоты) или через спектроанализатор (если исследовался спектр частотного шума W_{12}). С помощью микро-ЭВМ сигнал обрабатывался и выводился на дисплей.

Спектр шумов межмодовой частоты исследуемого ДМЛ (3) регистрировался при различных соотношениях межмодового расстояния и ширины резонанса ω_{12}^0/γ (рис. 3 а, б). Экспериментальные спектры количественно хорошо совпадают с расчетными (рис. 1, 2) для исходных данных (W_t , W_{ni} , S_i), взятых из эксперимента.

Коэффициент автостабилизации в центре линии при параметрах, близких к оптимальным (давление метана 10 мторр, температура 100 К) составил $S_i^0 \cong 0,27$. Значение технического шума определялось по спектру частоты биений опорного и исследуемого лазеров в режиме частотной привязки исследуемого ДМЛ к опорному. На выбранной частоте анализа оно составило $W_t (f = 400 \text{ Гц}) \cong 20 \text{ Гц}^2/\text{Гц}$.

Исследование зависимостей среднего значения шума межмодовой частоты от полной мощности лазера P в отсутствие затягивания на различных частотах анализа показало, что в широком диапазоне значений P и $f = 300 \div 2500 \text{ Гц}$ выполняются соотношения

$$W_{12} \sim 1/P; \quad W_{12}(f) = \text{const},$$

характерные для естественного лазерного шума. Поэтому за величину естественного шума каждой моды W_{in} принималось значение $W_{12}/2$, следующее из кривой 2 (рис. 3).

Таким образом, различие формы резонансов, наблюдаемых в спектральной плотности шумов межмодовой частоты для коррелированных и некоррелированных флуктуаций частот мод, дает удобный критерий их разделения и возможность количественного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Летохов В. С., Павлик Б. Д. Квантовая электроника (сб. статей под ред. Н.Г. Басова), 1972, № 4 (10), с. 32.
2. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., Наука, 1976, с. 276.
3. Беленов Э. М. и др. Квантовая электроника, 10, № 6, 1232 (1983).
4. Геликонов В. М., Малыкин Г. Б. Квантовая электроника, 10, № 1, 145 (1983).
5. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 10, № 4, 702 (1983).

Поступила в редакцию 7 марта 1989 г.