

07;12

Влияние спектральных характеристик газового лазера на сигнал волоконно-оптических интерферометров

© О.И. Котов, Л.Б. Лиюкумович, В.М. Николаев,
В.Ю. Петрунькин, Б. Зехрауи

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 18 апреля 1997 г.

Выполнено исследование фединга амплитуды сигнала разбалансированной интерференционной схемы при изменениях спектра излучения оптического источника. Найдено условие стабильности амплитуды сигнала волоконных интерферометров в схемах с газовыми лазерами, не стабилизированными по частоте.

В волоконно-оптических фазовых датчиках применяют как балансные, так и разбалансированные схемы интерферометров [1,2]. Как правило, стараются применять балансные схемы (интерферометры Санныяка, равноплечные схемы Маха–Цендера и Майкельсона), для которых выходной сигнал интерферометра практически нечувствителен к изменениям спектра излучения оптического источника. Однако в ряде случаев (в одноволоконных системах, дистанционных датчиках с пассивным интерферометром [3,4]) удобно или необходимо использовать несбалансированные интерференционные схемы (неравноплечные интерферометры Маха–Цендера и Майкельсона, одноволоконные интерферометры Фабри–Перо и кольцевой). В таком случае поведение выходного сигнала существенно зависит от спектральных характеристик источника света и их стабильности. При это изменения в спектре излучения лазера приводят к следующим явлениям.

1. Смещение частоты лазера вызывает изменение оптической длины интерферометра и соответствующие сдвиги выходного интерференционного сигнала. Этот фактор является прямой помехой при интерферометрических измерениях, однако в большинстве случаев может быть устранен, благодаря тому что дрейф спектра лазера много медленнее измеряемых воздействий [1,2].

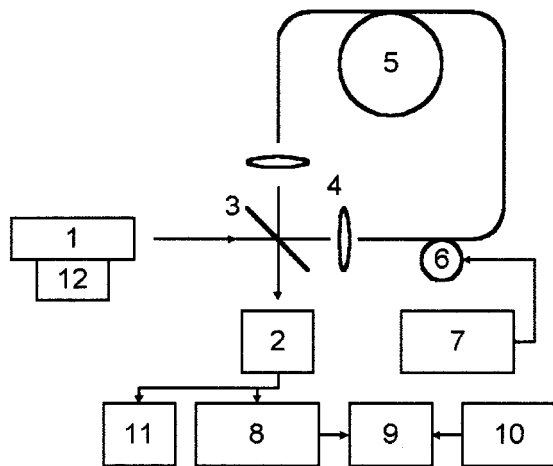


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения амплитуды сигнала кольцевого интерферометра при частотной перестройке газового лазера.

2. Сигналы от различных составляющих спектра источника могут компенсировать друг друга, что приводит к федингу контраста интерференции (федингу амплитуды сигнала интерферометра), который является неустранимой помехой при измерениях.

В данной работе изучено последнее из указанных явлений — фединг амплитуды (контраста) сигнала разбалансированной интерференционной схемы при изменениях спектра излучения оптического источника. Целью исследования являлось нахождение условий стабильности амплитуды сигнала волоконных интерферометров в схемах с газовыми лазерами, не стабилизированными по частоте. Известные работы по указанным вопросам [5–7] не позволяют полностью объяснить все явления в системе лазер–интерферометр при использовании волоконных световодов разных типов: одномодовых, многомодовых с различными профилями.

В экспериментах использовался типовой малогабаритный гелий-неоновый лазер ЛГ-207 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) с длиной резонатора порядка $l = 20 \text{ cm}$ и кольцевой низкооборотный интерферометр бегущей волны (рис. 1).

Спектр излучения газового лазера был подробно изучен с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо (на рис. 1 не показан). Зависимость амплитуд генерируемых мод от относительной перестройки резонатора лазера представляет собой довольно сложную кривую (рис. 2, *a*), отражающую процессы конкуренции мод ($\Gamma = c/2l$ — межмодовый интервал резонатора). В узкой области центральной настройки лазер генерировал одну моду (положение 1 на рис. 2, *a*). Перестройка ее частоты в положение 2 (сплошная линия) приводила к появлению второй моды (2', штриховая прямая). Дальнейшая перестройка мод в положение 3–4–5–6 и 3'–4'–5'–6' вызывала значительное изменение их амплитуд при малых изменениях общей интенсивности излучения лазера (не более 3%). В результате можно отметить следующие важные особенности поведения спектра излучения лазера.

1. Лазер излучает как в одномодовом или близком к одномодовому режиме (вторая мода мала по сравнению с основной), так и в двухмодовом режиме с близкими амплитудами мод (положение 4–4'). При частотной перестройке в двухмодовом режиме интервал между модами $\Gamma = \pi c/l$ сохраняется неизменным.

2. Увеличение амплитуды одной моды сопровождается уменьшением амплитуды другой, что и приводит к высокой стабильности общей выходной мощности лазера.

3. Асимметрия кривой на рис. 2, *a* связана, на наш взгляд, с работой лазера на естественной смеси изотопов неона, характеризующейся асимметрией линии усиления.

В экспериментальной установке (рис. 1) для исследования амплитуды сигнала интерферометра при перестройке спектра лазера 1 светоделительная пластина 3 имела коэффициент отражения $\sim 10\%$. Для работы по переменному сигналу (что удобно для измерения и контроля сигналов) использовались генератор 7 и модулятор 6, который обеспечивал фазовую модуляцию света в волокне 5 с индексом более 2π (для наблюдения нескольких максимумов интерференции). Сигнал фотоприемного устройства 2 наблюдался на осциллографе 11 и подавался на анализатор спектра 8. С выхода детектора анализатора спектра на вход *Y* самописца 9 поступал сигнал, пропорциональный амплитуде первой гармоники сигнала фотоприемника. На *X*-вход самописца подавалось пилообразное напряжение низкой частоты с генератора 10 (временная развертка порядка 1000 с). Газовый лазер перестраивали по частоте с помощью элементов Пельтье 12, изменяющих температуру защитного

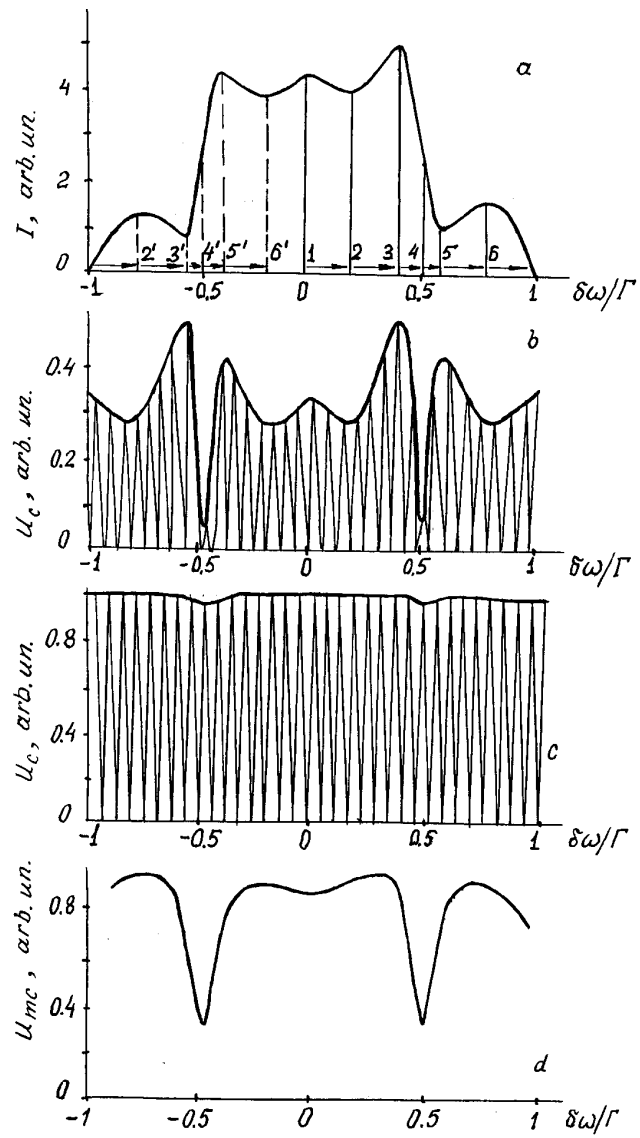


Рис. 2. Наблюдаемые зависимости амплитуд мод газового лазера (*a*) и сигнала интерферометра (*b, c, d*) при перестройке резонатора лазера.

кожуха лазера. Длину интерферометра L меняли скалывая волокно. Схема кольцевого интерферометра бегущей волны была выбрана с целью ослабления влияния обратного света и качества сколотых торцов на результаты измерений.

Сигнал интерферометра на одномодовом волокне зависел от перестройки спектра и длины кольцевого резонатора (рис. 2, *b, c*). "Быстрые" флуктуации сигнала — это обычные интерференционные колебания с периодом (c/Ln) от изменения оптической длины волокна (изменения разности фаз интерферирующих лучей). Флуктуации огибающей (амплитуды) отражают фединг контраста интерференции.

При оптических длинах волокна, кратных нечетному числу длин резонатора лазера, наблюдались контрастные минимумы амплитуды сигнала (рис. 2, *b*), соответствующие двухчастотной генерации лазера с симметричной настройкой относительно центра линии (рис. 2, *a*, положение 4-4'). При оптических длинах кольцевого интерферометра, кратных четному числу длин резонатора лазера, минимумы отсутствовали (рис. 2, *c*) и амплитуда сигнала практически не зависела от перестройки спектра лазера.

Относительная величина минимума сигнала (U_{\min}/U_{\max}) зависела от длины интерферометра по периодическому закону, близкому к $|\cos(nL/2l)|$ (рис. 3, *a*, n — коэффициент преломления сердцевинного волокна). Причем эти зависимости наблюдались при "коротких" ($L \sim 1$ м) и "длинных" ($L \sim 500$ м) базах волоконного интерферометра.

Так же исследовался интерферометр с многомодовым градиентным волоконным световодом (диаметр сердцевинки $50 \mu\text{m}$, числовая апертура 0.17). При "малых" длинах световода наблюдались зависимости, полностью аналогичные одномодовому интерферометру (рис. 2, *b, c* и 3, *a*). Для больших длин световода ($L \sim 700$ м) изменение длины интерферометра вызывало хаотическое изменение относительного минимума контраста интерференции (рис. 3, *b*). При этом, как и ранее, при перестройке спектра излучения лазера минимумы амплитуды сигнала наблюдались в двухчастотном режиме генерации лазера (рис. 2, *d*). Величина U_{\min}/U_{\max} зависела также от условий возбуждения мод в волокне.

Результаты экспериментов для одномодового волоконного интерферометра легко объясняются с помощью функций когерентности. Интерференционное слагаемое в интенсивности света на выходе кольцевого

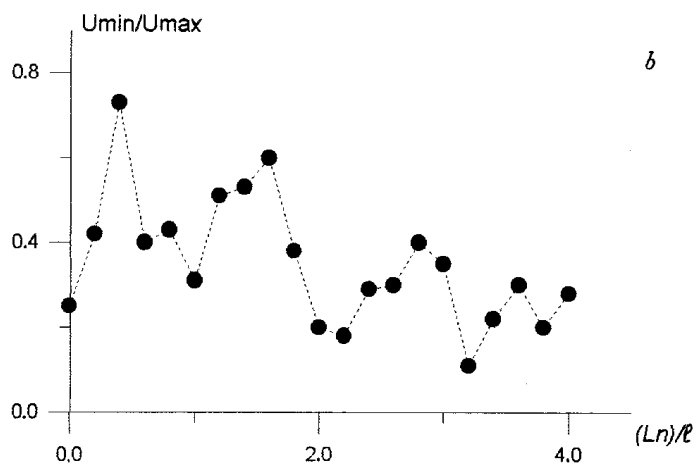
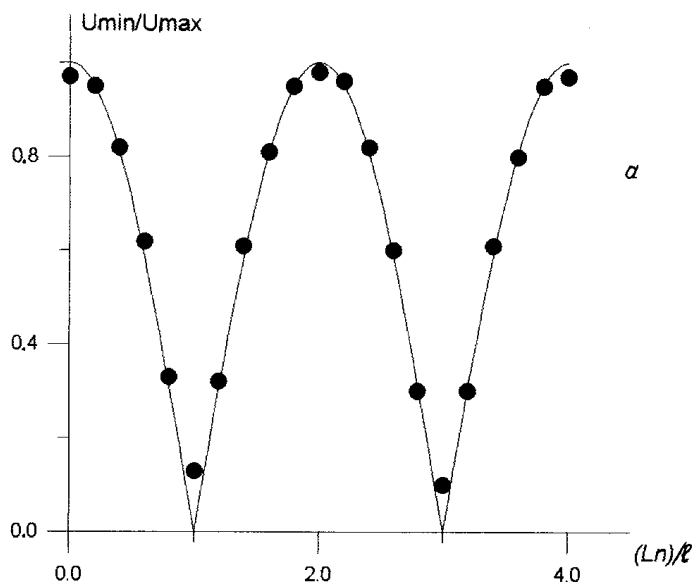


Рис. 3. Зависимости относительной величины минимумов сигнала кольцевого интерферометра от длины волоконного световода: *a* — одномодовый световод, *b* — многомодовый световод, $L \sim 300$ м.

волоконного интерферометра пропорционально функции когерентности $\gamma(\tau)$ [8,9]:

$$I_{\sim} = A \cdot |\gamma(\tau)| \cdot \cos(\beta L), \quad (1)$$

где A — константа, определяемая зеркалом и входной интенсивностью света; β — постоянная распространения света в волокне на центральной частоте линии генерации лазера; τ — временная задержка между интерферирующими волнами.

Изменение $\gamma(\tau)$ при перестройке спектра излучения ОКГ вызывает изменение контраста интерференции (амплитуды интерференционного сигнала). Центральной настройке (положение 1 на рис. 2, *a*) соответствует одночастотный режим генерации и $\gamma(\tau) = 1$. Здесь и далее будем полагать, что ширина линии генерации отдельной моды спектра лазера (порядка 10 kHz) пренебрежимо мала и ее можно считать монохроматической. Переход в двухчастотный режим генерации может приводить к уменьшению $\gamma(\tau)$. Точке симметричной настройки (положение 4–4' на рис. 2, *a*) с равными амплитудами мод соответствует функция когерентности [8,10]:

$$|\gamma(\tau)| = |\cos(\Gamma\tau/2)|. \quad (2)$$

Отсюда следует, что относительная величина минимумов амплитуды сигнала интерферометра зависит от длины интерферометра по косинусоидальному закону: $(U_{\min}/U_{\max}) \sim |\cos(\Gamma\tau/2)| = |\cos(nL/2l)|$ (рис. 3, *a*).

Снижения контрастности интерференции можно пояснить и другим образом: интерференционные "картины" отдельных мод лазера при условии $nL = (2k + 1)l$, где k — целое число, сдвинуты на π — минимум одной приходится на максимум другой. Полный (суммарный) интерференционный сигнал может быть скомпенсирован (рис. 2, *b*). При $nL = 2kl$ интерференционные сигналы лазерных мод находятся в фазе и амплитуда сигнала интерферометра не зависит от их перестройки (рис. 2, *c*).

Сигнал многомодового интерферометра можно представить в виде

$$I_{\sim} = A \cdot \sum_{m=1}^M C_m^2 \cdot \cos(\beta_m \cdot L + \varphi_m) \cdot |\gamma(\tau_m)|, \quad (3)$$

где C_m , β_m — амплитудный коэффициент и постоянная распространения m -й моды волоконного световода, M — число распространяющихся мод.

В (3) учтено, что фотоприемник регистрирует все выходное излучение интерферометра и в силу ортогональности мод вклад в сигнал дают интерференционные слагаемые одноименных мод волокна.

При малых длинах световода L различия в относительных групповых задержках отдельных мод малы:

$$\frac{|\tau_m - \tau_n|}{T} \ll 1, \quad \text{где} \quad T = \frac{2\pi}{\Gamma}. \quad (4)$$

При этом условии $\gamma(\tau_m) \approx \gamma(\tau_n) = \gamma(\tau)$, функция когерентности не зависит от номера моды и может быть выведена на знак суммы в выражении (3):

$$I_{\sim} = A \cdot |\gamma(\tau_m)| \cdot \sum_{m=1}^N C_m^2 \cdot \cos(\beta_m \cdot L + \varphi_m). \quad (5)$$

Выражение (5) показывает, что поведение амплитуды сигнала "коротких" многомодовых интерферометров при перестройке спектра лазера аналогично поведению амплитуды одномодовых устройств (выражение (1)), так как и здесь множителем перед интерференционным сигналом является $\gamma(\tau)$. Это и наблюдалось в экспериментах (рис. 3, *a*).

В длинных многомодовых интерферометрах, когда разность относительных задержек между модами становится велика: $|\tau_m - \tau_n|/T \sim 1$, величина $|\gamma(\tau_m)|$ в общем случае может принимать любые значения в интервале $[0,1]$, изменяясь от номера моды m . При этом $|\gamma(\tau_m)|$ уже нельзя вынести за знак суммы в (3), что приводит к пропаданию регулярной косинусоидальной зависимости U_{\min}/U_{\max} от длины волокна. В этом случае зависимость амплитуды интерференционного сигнала от длины волокна определяется суммой слагаемых в (3), сомножителями которых являются косинусоидальные функции $\gamma(\tau_m) = \cos(\Gamma\tau_m/2)$ существенно различными аргументами. Это приводит к нерегулярному изменению контраста сигнала от длины интерферометра (рис. 3, *b*).

Однако хаотичный характер отмеченной зависимости не исключает некоторые закономерности поведения амплитуды сигнала интерферометра от перестройки спектра лазера (рис. 2, *d*). Существенные уменьшения амплитуды сигнала (контраста интерференции) наблюдались при симметричной настройке мод лазера (положение 4-4', рис. 2, *a*). Это объясняется уменьшением величины $\gamma(\tau)$ для такой настройки

резонатора лазера по сравнению с областью $1-2-3, 5'-6'$, в которой $\gamma(\tau)$ близка к 1 (как в монохроматическом режиме).

Приведенное рассмотрение было в основном ориентировано на системы с малогабаритными газовыми лазерами с длиной резонатора порядка 20 см (такие как ЛГН-207, ЛГН-105, ЛГ-78, ЛГ-52-3 и т.п.), работающие в режиме основной поперечной моды с одной или двумя продольными модами. Однако описанные подходы можно обобщить и на случай лазеров с большим числом мод.

Результаты данного исследования позволяют сделать вывод об оптимальных условиях работы разбалансированных интерферометрических схем. Для устранения амплитудного фидинга в одномодовых интерферометрах необходимо обеспечивать разность хода интерферирующих волн кратной удвоенной длине оптического резонатора лазера. Это же условие является оптимальным для "коротких" многомодовых интерферометров. В случае "длинных" многомодовых интерферометров оптимальные значения длины световода отсутствуют и необходима стабилизация частоты излучения лазера.

Список литературы

- [1] Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П., Пал Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. Л.: Машиностроение, 1987. 328 с.
- [2] Красюк Б.А., Семенов О.Г., Шереметьев А.Г., Шестериков В.А. Световодные датчики. М.: Машиностроение, 1990. 256 с.
- [3] Dandridge A., Tventen A.B., Giallorenzi T.G. // J. of Quantum Electronics. 1982. V. QE-18. N 10. P. 1647–1653.
- [4] Campbell M., Zhend G., Wallace P.A., Holmes-Smith A.C. // SPIE. 1996. V. 2839. P. 272–276.
- [5] Быковский Ю.А., Культин Ю.Н., Витрик О.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 1301–1304.
- [6] Волков И.С., Волер А.В., Кучекян Л.М., Кондаков М.Е., Савченко В.Н. // ЖПС. 1987. Т. 47. № 3. С. 393–397.
- [7] Борисов В.И., Лебедев В.И. ЖПС. 1989. Т. 50. № 1. С. 90–94.
- [8] Гудмен Д. Статистическая оптика. М.: Мир, 1983. 527 с.
- [9] Hlubina P. // J. of Modern Optics. 1994. V. 41. N 11. P. 2209–2219.
- [10] Hlubina P. // Interferometric Fiber Sensing. SPIE. 1994. V. 2341. P. 182–191.
- [11] Котов О.И., Кузубов С.А., Медведев А.В., Николаев В.М., Филипов В.Н. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. В. 5. С. 1021–1026.