

07; 12

© 1993

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ С НЕЛИНЕЙНОЙ
ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙС.А. Егоров, И.Г. Лихачев,
А.Н. Мамаев, А.С. Полянцеv

Волоконно-оптические датчики (ВОД) с линейной частотной модуляцией оптической несущей [1, 2] зарекомендовали себя как перспективные устройства для измерения и контроля различных физических параметров. В этих приборах информация об измеряемом параметре содержится в радиосигнале, возникающем в результате сканирования несущей по спектральной функции интерферометра – чувствительного элемента ВОД. В качестве источника излучения в таких устройствах используются инжекционные полупроводниковые лазеры (ИЛ), изменение тока накачки которых приводит к модуляции частоты генерации. Однако максимальная амплитуда линейной девиации частоты при этом не превышает 50 ГГц. Это обстоятельство затрудняет обработку радиосигнала для объемных микрооптических интерферометров, поскольку минимальная разность хода лучей в этом случае должна составлять несколько сантиметров. Кроме того, недостатком таких систем являются высокие требования к линейности модуляции, большие времена измерения и необходимость стабилизации начального значения частоты света.

В настоящей работе предлагается использовать ИЛ с нелинейной частотной модуляцией, а детектирование сигнала осуществлять с помощью второго (опорного) интерферометра. Не ограничивая общности, рассмотрим ВОД на основе микрооптического интерферометра Фабри–Перо (ИФП), схема которого показана на рис. 1. Частотномодулированное излучение от ИЛ, накачиваемого прямоугольными импульсами тока, попадает в измерительный ИФП1, база которого изменяется под действием внешнего параметра, а затем в опорный ИФП2 с постоянной базой. Все оптические элементы соединены световодами, не обязательно одномодовыми. Сигнал с фотоприемника ФД2 имеет вид:

$$u(t) = R_1 \left[\frac{\nu_s(t)}{\nu_{F1}} \right] \cdot R_2 \left[\frac{\nu_s(t)}{\nu_{F2}} \right] \cdot I_0, \quad (1)$$

где $R_{1,2}$ – спектральные функции отражения (пропускания) интерферометров, $\nu_s(t)$ – частота оптической несущей, $\nu_{F1, F2} = c/2L_{1,2}$ – свободные спектральные интервалы интерферометров, $L_{1,2}$ – их базы (расстояние между зеркалами), t – текущее время, а I_0 – коэффициент, пропорциональный средней мощности излучения. Будем

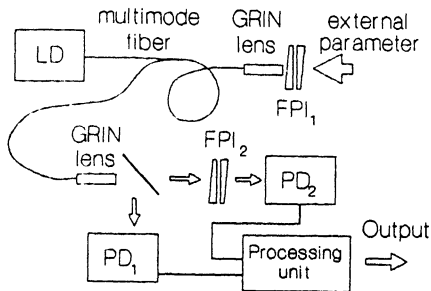


Рис. 1. Принципиальная схема датчика. LD - инжекционный лазер; multimode fiber - многомодовое волокно; GRIN lens - градиентная цилиндрическая линза; $FPI_{1,2}$ - интерферометры Фабри-Перо; external parameter - внешний параметр, подлежащий измерению; $PD_{1,2}$ - фотодиоды; processing unit - блок обработки; output - выходной сигнал.

считать, что L_1 и L_2 незначительно отличаются друг от друга: $L_1/L_2 = 1 + \varepsilon$, где $\varepsilon = (\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}) \ll 1$, ε_0 описывает начальную разбалансировку интерферометров, а $\tilde{\varepsilon}$ соответствует изменению L_1 под действием параметра λ . Диапазон изменений $\tilde{\varepsilon}$ ограничим областью однозначных измерений, что составляет четверть длины волны излучения.

Выражение (1) представляет собой произведение квазипериодических функций времени, смещенных по фазе друг относительно друга в соответствии с ε . В качестве количественной меры измеряемой величины возьмем интеграл $W(\varepsilon) = \int \mathcal{U}(t) dt$, который максимален при $\varepsilon_1 = m\lambda/2L_2$ и минимален при $\varepsilon_2 = (m+1/2)\lambda/2L_2$, $m = 1, 2 \dots$ Нормирование сигнала перед опорным интерферометром на I_0 исключает влияние паразитных флуктуаций мощности света, поскольку $W(\varepsilon)$ в этом случае зависит только от вида функций R_1 и R_2 . Рис. 2 иллюстрирует принцип действия ВОД, где представлены: а) расчетные сигналы с фотодиода $PD1$, для двух значений L_1 , отличающихся на $\lambda/4$ и отвечающих ε_1 и ε_2 ; б) соответствующие сигналы с $PD2$ и в) отклик ВОД на внешнее воздействие - зависимость $W(\varepsilon)$. Видно, что при противофазном положении сигналов с интерферометров амплитуда $\mathcal{U}(t)$ заметно уменьшается. При построении этих графиков использовалась экспериментально полученная зависимость $\mathcal{V}(t) = \mathcal{V}_0 + \tilde{\mathcal{V}}(t)$, где $\mathcal{V}_0 = \mathcal{V}(0)$, $t = 0$ соответствует началу импульса накачки, а интерферометры имели следующие характеристики: контрастность $\mathcal{K}_1 = \mathcal{K}_2 = 0.7$, резкость $\mathcal{F}_1 = \mathcal{F}_2 = 2.5 L_2 = 7.5$ мм, $\varepsilon_0 = 0$.

Максимальная чувствительность ВОД определяется дробовым шумом фотоприемника и может быть очень высокой [3]. Однако на практике она значительно ограничивается флуктуациями частоты генерации ИЛ, вызванными вариацией температуры T . Действитель-

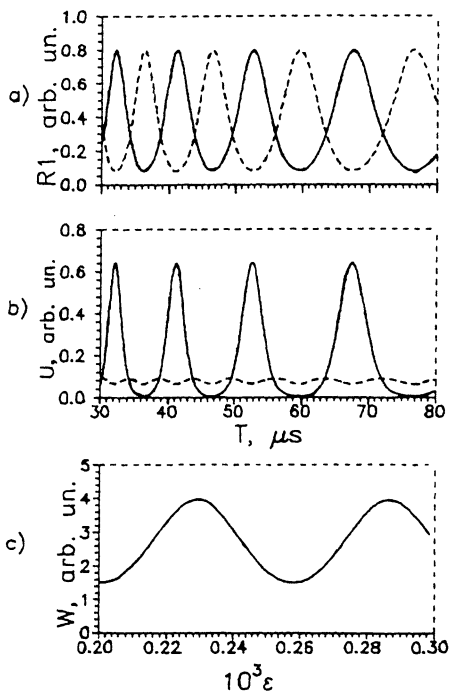


Рис. 2. а) Расчетные сигналы с фотодиода $PD1$, для двух значений L_1 , отличающихся на $\lambda/4$ и отвечающих ε_1 и ε_2 ; б) соответствующие сигналы с $PD2$. Сплошная кривая соответствует $\varepsilon = \varepsilon_1$, пунктирная — $\varepsilon = \varepsilon_2$. На горизонтальной оси отложено время после начала импульса накачки; в) отклик ВОД на внешнее воздействие — зависимость $W(\varepsilon)$.

но, если $\tilde{V}(t)$ неизменна в широком диапазоне температур [4], то девиация ν_0 вследствие нелинейности $\tilde{V}(t)$ приводит к тому, что относительная ошибка $\eta = \Delta W / W$, где $\Delta W = \max_T (W(\varepsilon, T)) - \min_T (W(\varepsilon, T))$ — амплитуда паразитной модуляции при изменении T , а $W = \max_\varepsilon (W(\varepsilon, T)) - \min_\varepsilon (W(\varepsilon, T))$ — амплитуда полезного сигнала, составляет более 20%.

Традиционный путь устранения этого недостатка состоит в термостабилизации излучателя, что является непростой технической задачей. В настоящей работе предлагается обработка результатов измерений, не требующая термостабилизации ИЛ. Исключить влия-

ние нелинейного закона модуляции частоты можно введением в (1) весового множителя $v(t) = -C \cdot dv_s/dt$, где $C = \text{const}$. Тогда для переменной $\xi = v_s(t)/v_{F2}$, учитывая, что $1/v_{F1} = (1+\epsilon)/v_{F2}$, получим:

$$W(\epsilon, T) = C \cdot \int_{N-M}^N R_2(\xi) \cdot R_1(\xi(1+\epsilon)) \cdot v_{F2} d\xi, \quad (2)$$

где $N = v_0(T)/v_{F2}$, $M = [\tilde{v}_s(t_1) - \tilde{v}_s(t_2)]/v_{F2}$ — число свободных спектральных интервалов v_{F2} , прописываемых оптической несущей. Если $\epsilon = 0$, то подынтегральная функция периодическая и, выбрав M целым, мы полностью исключим зависимость W от T . Реально $\epsilon \neq 0$, но и при $\epsilon \ll 1$ девиация начальной частоты будет слабо влиять на результаты измерений.

Экспериментальные исследования проводились на установке, соответствующей принципиальной схеме ВОД. При накачке одномодового GaAlAs ИЛ импульсами тока длительностью ~ 100 мкс амплитуда девиации частоты Δv_s составляла ~ 300 Гц. Частотно-модулированное излучение посредством многомодового световода с диаметром сердцевины 50 мкм вводилось в систему двух ИФП. Оба интерферометра имели диэлектрические зеркала с коэффициентами отражения 50%, а их начальная разбалансировка составляла несколько мкм. Одно из зеркал, ИФП1, размещалось на пьезокерамическом кольце для имитации внешнего воздействия путем изменения его базы. Регистрация и обработка результатов измерений проводилась с помощью Ge лавинных фотодиодов, осциллографа и персонального компьютера с 8-ми разрядным аналого-цифровым преобразователем. В реальном устройстве компьютер легко может быть заменен простыми аналоговыми или цифровыми устройствами обработки.

В работе исследовались зависимости относительной ошибки η от интервала интегрирования, L_2 , ϵ_0 и вида весовой функции. На рис. 3 показаны экспериментальная и расчетные зависимости η от интервала интегрирования для простейшего случая линейной весовой функции и $L_2 = 7.5$ мм. Нижний предел интегрирования $t_1 = 69.1$ мкс от начала импульса накачки не менялся при проведении экспериментов. Дрейф v_0 вызывался посредством нагрева держателя лазера. Видно, что использование весовой функции значительно уменьшает η . В эксперименте минимальная величина η составляла приблизительно 10^{-2} и ограничивалась техническими возможностями согласования длин интерферометров.

Таким образом, продемонстрирована работа ВОД, основанного на использовании ИЛ с нелинейной частотной модуляцией. Снятие ограничений на закон модуляции приводит к значительному упрощению схемы питания лазера и увеличению максимальной девиации частоты почти на порядок. Выходной сигнал датчика определяется только формой спектральной функции отражения интерферометра и не зависит от флуктуаций световой мощности в волоконно-оптиче-

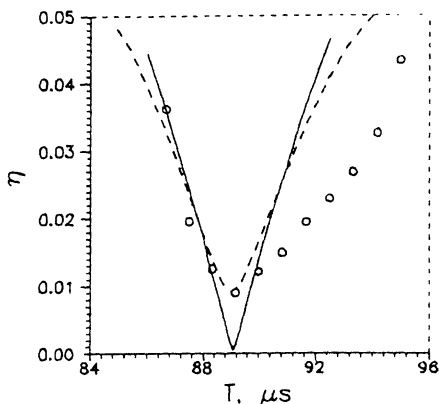


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и расчетные зависимости относительной ошибки η от интервала интегрирования для простейшего случая линейной весовой функции и $L_2 = 7.5$ мм. На горизонтальной оси отложено время после начала импульса накачки. Сплошная кривая соответствует значению $\varepsilon_0 = 0$, пунктирная - $\varepsilon_0 = 1.5 \cdot 10^{-3}$.

ском тракте. Предложенный способ обработки выходного сигнала позволяет значительно уменьшить влияние паразитных девиаций частоты излучения лазера.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D a k i n J., C u l s h a w B. Optical Fiber Sensors: Systems and Application, Artech House, Boston and London, 1989.
- [2] M e g g i t t B.T., P a l m e r A.W., G r a t t a n K.T.V. // Int. J. Optoelectron. 1988. V. 3. N 6. P. 451-464.
- [3] B e h e i m G. // Appl. Opt. 1985. V. 24. N 15. P. 2335-2340.
- [4] C l a r k G.L., H e f i n g e r L.O., R o y c h o u d h u r i C. // IEEE J. Quant. Electron. QE-18. 1982. P. 199-204.

Поступило в Редакцию
26 декабря 1992 г.