

06; 07

© 1993

РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИКА.М. М а м е д о в, В.Т. П о т а п о в,
С.В. Ш а т а л и н, Р. Ю ш к а й т и с

Распределенные волоконно-оптические датчики, позволяющие измерять изменения физических величин (температуры, давления и т.п.) вдоль световода, являются перспективным направлением развития световодной техники [1].

В этой статье мы описываем датчик, использующий метод детектирования оптической фазы, который по сравнению с известными амплитудными и поляризационными датчиками имеет гораздо более высокую чувствительность к слабым воздействиям на волокно, сравнимую с чувствительностью мультиплексных интерферометрических датчиков.

Известно, что микроскопические неоднородности, „вмороженные“ в волокне, в процессе вытяжки приводят к значительному уровню рассеянного сигнала, распространяющегося в направлении, противоположном направлению распространения света [2]. Сигналы, рассеянные обратно от различных частей волокна, достигают входной торца за время задержки, пропорциональное расстоянию от центра рассеяния до торца. Таким образом легко различить сигналы, рассеянные от разных участков волокна. Внешнее воздействие на волокно приводит к модуляции фазы света, распространяющегося в нем. Следовательно, волны, рассеянные обратно от участков волокна, находящихся за местом приложения воздействия, будут модулированы по фазе. Подбирая пару рассеянных волн и демодулируя их фазы, можно детектировать место приложения и величину физического воздействия.

Методы последовательного опроса, использованные в мультиплексных интерферометрических датчиках [1], приемлемы для предлагаемого распределенного датчика. Однако мы считаем, что наиболее известный из них, использующий когерентное детектирование коротких импульсов света, не является лучшим выбором в нашем случае. Причиной этому то, что при пространственном разрешении порядка 1 м уровень сигнала обратного рассеяния ≤ -55 дБ. Этот слабый сигнал нужно детектировать и обрабатывать за время ~ 10 нс, что подразумевает использование широкополосной (и следовательно высокошумящей) детектирующей электроники. Мы выбрали метод частотной когерентной рефлектометрии [3], где время задержки сигнала преобразуются в частоту интерференционных биений, таким образом сведя обработку сигнала к фильтрации и последующему детектированию фазы.

Рассмотрим оптическую волну, распространяющуюся в одномодовом волокне длины L . Для простоты будем считать, что внешнее гармоническое воздействие приложено в точке $Z = Z_0$ и вызывает модуляцию оптической фазы $\phi_m \sin \Omega_m t$. Учитывая набег оптической фазы $2\beta t$ (где β является постоянной распространения) и фазовую модуляцию для рассеянных волн при $z > Z_0$, рассеянное оптическое поле на переднем торце световода можно выразить как суперпозицию парциальных полей, рассеянных неоднородностями волокна и описываемых коэффициентом рассеяния $r(z)$. Предполагая, что рассеянное поле интерферирует на фотоприемнике с опорным пучком, найдем интерференционный член

$$I \sim \int_0^L r(z) \exp \left\{ -2i \left[\beta(\omega)z + \phi_m \theta(z - Z_0) \sin \Omega_m t \right] \right\} dz, \quad (1)$$

где ω — оптическая частота, θ — функция Хевисайда: $\theta(x) = 0$ для $x < 0$, и $\theta(x) = 1$ для $x \geq 0$. Уравнение (1) написано в стационарном приближении, т.е. в предположении, что время распространения сигнала намного меньше характерного времени внешнего воздействия. Частота источника излучения модулируется по пилообразному закону, ее можно выразить как

$$\omega = \left(\omega_0 - \Delta\omega \frac{t}{T} \right) \left[\theta\left(t + \frac{T}{2}\right) - \theta\left(t - \frac{T}{2}\right) \right] \otimes \text{comb}\left(\frac{t}{T}\right),$$

где $\Delta\omega$ и T являются величиной и периодом модуляции соответственно; $\text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x-n)$ и \otimes обозначает свертку. Анализ уравнения (1) показывает, что хотя изначально оно написано для стационарного случая, оно также остается верным для случая модуляции частоты излучения источника, если пренебречь членами второго порядка малости по времени распространения сигнала, включая дисперсию волокна. В этом приближении постоянная распространения фазы дается $\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \frac{\omega - \omega_0}{V_g}$, где V_g — групповая скорость света в волокне. Наконец, подставляя выражение для ω и $\beta(\omega)$ в уравнение (1) и применяя Фурье преобразование, получим спектр фототока в приближении $\phi_m \ll 1$:

$$G(\Omega) = \check{G}(0, \Omega) - \phi_m \left[\tilde{G}(Z_0, \Omega - \Omega_m) - \tilde{G}(Z_0, \Omega + \Omega_m) \right], \quad (2)$$

где

$$\tilde{r}(z_0, \Omega) \sim \text{comb} \left(\frac{\Omega}{\Omega_T} \right) \int_{z_0}^L r(z) \exp[-2i\beta(\omega_0)z] \text{sinc} \left(\frac{\Omega T}{2} - \frac{\Delta\omega z}{V_g} \right) dz,$$

$$\Omega_T = \frac{2\pi}{T} - \text{частота модуляции, } \text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}.$$

Как следует из уравнений (2) и (3), в отсутствии воздействий спектр фототока состоит из дискретных спектральных компонентов, расположенных на расстоянии Ω_T друг от друга. Амплитуда и фаза n -й компоненты определяются амплитудой и оптической фазой излучения рассеянного от участка $[z_n - \frac{\Delta z}{2}; z_n + \frac{\Delta z}{2}]$ волокна, где z_n , соответствующий n -й компоненте, дается формулой $z_n = n\Delta z$, а пространственное разрешение $\Delta z = \frac{\pi V_g}{\omega}$. Другими словами соответствие между расстоянием и частотной шкалой определяется

$$\Omega \leftrightarrow \frac{2\Delta\omega}{V_g T} z.$$

При приложении на волокно в точке $z = z_0$ периодической фазовой модуляции у каждой компоненты $\Omega_n > \frac{2z_0 \Delta\omega}{T V_g}$ появляются боковые составляющие, разнесенные на частоту модуляции Ω_m , с амплитудами, пропорциональными индексу модуляции фазы. В простейшем случае гармонической модуляции, когда возникают только две боковые составляющие, спектр фототока дается уравнением (2).

Восстановление сигнала фазовой модуляции возможно лишь в том случае, если ширина полосы модуляционного сигнала вдвое меньше, чем расстояние Ω_T между компонентами, т.е. когда спектры сигналов, приходящих от соседних отрезков волокна, не перекрываются. В этом случае сигнал модуляции легко детектируется путем фильтрации полосовым фильтром выбранной спектральной компоненты и демодуляции фазы, используя соответствующие гармоники $n\Omega_T$ в качестве опорного сигнала.

Следовательно, если нужно определить место приложения внешнего воздействия, две компоненты, охватывающие предполагаемые волоконные отрезки, должны быть фильтрованы и совместно демодулированы. Синхронно выбирая две соседние компоненты можно прозондировать всю длину волокна с пространственным разрешением, равным расстоянию Δz между компонентами.

Э к с п е р и м е н т

Лабораторный вариант распределенного интерферометрического датчика был построен с использованием схемы автодинного детектирования (рис. 1): сигнал рассеяния от одномодового волокна длиной 28 м попадал обратно в He-Ne лазер с длиной волны 0.63 мкм. Изменение интенсивности генерации, вызванные сигналом рассеяния, детектировались со стороны „глухого“ зеркала ла-

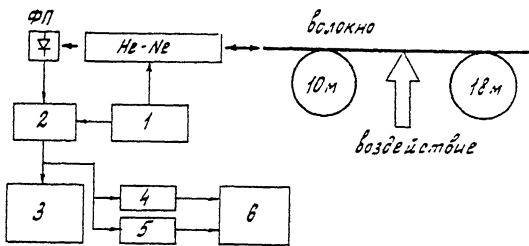


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор пилообразного сигнала, 2 – электронный ключ, 3 – анализатор спектра, 4 и 5 – узкополосные фильтры, 6 – синхронный детектор, ФП – фотоприемник.

зера. Эта оптическая схема ранее была успешно использована нами в когерентном частотном рефлектометре [4] и акустическом датчике [5]. Было показано, что в пределе слабой оптической связи она эквивалентна схеме когерентного детектирования, т.е. дает сигнал, пропорциональный вещественной части комплексной амплитуды поля рассеянного назад. С помощью пьезокерамических цилиндров, наклеенных на внешнюю поверхность трубки лазера (ЛГН-207), мы изменяли ее длину, что давало возможность модулировать частоту генерации. Для блокировки сигнала фотодиода в течение обратного хода модуляции частоты мы использовали схему электронного ключа.

Для пробных экспериментов мы выбрали девиацию частоты лазера ≈ 100 МГц; так как период модуляции частоты лазера был 1 мс, расстояние между спектральными компонентами составляло 1 кГц, то это дело нам удобную шкалу соответствия между частотой и расстоянием: 1 кГц \leftrightarrow 1 м.

При расстоянии 1 кГц между спектральными компонентами ширина спектральной полосы, отведенной на каждый чувствительный элемент, ограничивается 500 Гц. На рис. 2 представлены спектры сигналов фотодетектора, для двух реализаций: в отсутствии воздействия (рис. 2, а), и когда на расстоянии 10 м от входного торца на волокно приложено гармоническое воздействие (рис. 2, б). В соответствии с теорией, в последнем случае у каждой спектральной компоненты, начиная с 11-й, появились боковые составляющие.

Рис. 3 демонстрирует восстановление более сложного сигнала воздействия, приложенного к той же части волокна. В этом случае мы отфильтровали узкополосным фильтром спектральную компоненту, помеченную стрелкой на рис. 2, б и, используя в качестве опоры 11-ю гармонику сигнала „пилы“, демодулировали ее фазу.

Для оценки пространственного разрешения датчика мы увеличили девиацию частоты лазера до 600 МГц, что привело к уменьшению длины разрешаемой области до 15 см. Результаты, представленные на рис. 4, показывают пространственное разрешение 0.7 м

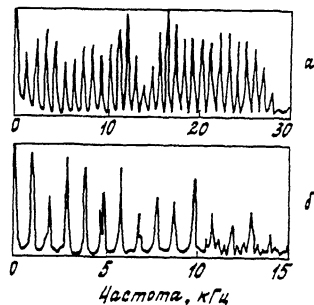


Рис. 2. Спектр сигнала фотодетектора, где 1 кГц соответствует 1 м: а - $\phi_m = 0$, б - $\phi_m = 0.3$ рад, $z_0 = 10$ м.

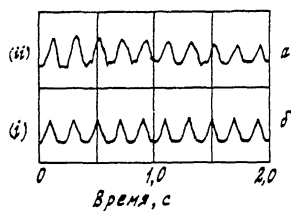


Рис. 3. Осциллограммы: а - сигнала модуляции, б - выхода фазового детектора.

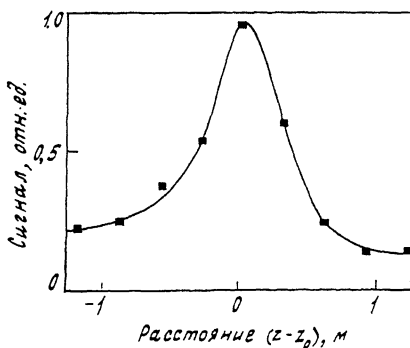


Рис. 4. Пространственное разрешение распределенного датчика.

полная ширина на уровне полувысоты). Заметим, что путем тщательного подбора девиации частоты лазера, периода модуляции и ширины полосы анализатора нам удалось наблюдать вплоть до 100 дискретных спектральных компонент, хотя было бы слишком оптимистичным интерпретировать это как число независимых чувствительных участков.

Из рис. 2 видно, что амплитуды спектральных компонент изменяются значительно вдоль волокна. Это неудивительно, если вспомнить стохастическую природу рэлеевского рассеяния, где обратно рассеянная волна образуется когерентным сложением большого количества – сигналов, отраженных от микроскопических неоднородностей, распределенных хаотически по длине. Подходящим образом сконструированный фазовый детектор не обнаруживает зависимость выходного сигнала от амплитуды несущей, таким образом масштабный коэффициент является постоянным для всех чувствительных элементов. Однако отношение сигнал/шум зависит от амплитуды несущей. Как следствие, была измерена средняя величина чувствительности, соответствующая средней амплитуде несущей. Между тем индивидуальные чувствительности изменяются значительно, достигая, например, максимума на 17-ом элементе и минимума на 14-ом элементе (рис. 2, а). Для полноты картины следует заметить, что амплитуды спектральных компонент не были стабильными и флуктировали во времени из-за малых изменений температуры окружающей среды. Это объясняет различие между рис. 2 (а) и 2 (б): эти два спектра были сняты при слегка различных температурах.

Относительно узкая полоса (≈ 100 Гц) при реализации распределенной системы, описанной выше является результатом используемого механического способа модуляции частоты лазера. Из-за акустических резонансов трубки лазера невозможно обеспечить удовлетворительную линейно-частотную модуляцию с частотой повторения выше 1 кГц. В качестве альтернативы мы предложили использовать треугольную модуляцию, поскольку коэффициенты гармоник треугольного сигнала падают быстрее, чем коэффициенты гармоник „пилообразного“ сигнала. Со временем использование диодного лазера с непосредственной модуляцией частоты могло бы приводить к значительному увеличению ширины полосы датчика, но когерентность и шумовые характеристики этих лазеров пока еще не удовлетворяют необходимым требованиям. В качестве альтернативы можно использовать лазер, состыкованный с волоконным фазовым модулятором с большим индексом модуляции, который способен избавить от необходимости механической модуляции длины лазерной трубки.

Как следует из рис. 4, сигнал датчика падает до нуля по мере удаления от возмущенного участка и стремится к насыщению на уровне – 17 дБ. Мы считаем, что эти сильные перекрестные помехи связаны с нелинейностью пьезокерамического модулятора частоты лазера. Известно, что в отражательных интерферометрических датчиках многократные отражения являются основным источником перекрестных помех [7]. Можно полагать, что в рассматриваемой системе многократные рассеяния играют ту же роль, приводя к уровню перекрестных помех – 35 дБ при полной длине волокна 100 м.

Если рассмотреть нашу систему как многоканальную, то следует заметить, что в то время как чувствительные участки мультиплексированы параллельно, т.е. информация о набеге фазы в каждом чувствительном участке достигает фотодиода независимо, последующая обработка сигнала является последовательной. Для осуществления системы с параллельной архитектурой нужно построить соответствующую электронную схему обработки, т.е. набор фильтров и фазовых детекторов. Цифровой процессор был бы тоже эффективным решением при условии, что компьютер позволяет осуществить Фурье преобразование сигнала в реальном времени.

З а к л ю ч е н и е

Предложен новый интерферометрический датчик, в котором для детектирования величин и мест внешних воздействий, приложенных к волоконному световоду, использован когерентный прием рассеянных обратно волн.

Экспериментальные данные, полученные с $He-Ne$ лазером и системой аналоговой обработки сигнала, дали пространственное разрешение 0.7 м и фазовую чувствительность 3 мрад/ $\sqrt{Гц}$ при длине чувствительных элементов 1 м. Мы полагаем, что этот датчик может быть успешно использован в качестве системы охранной сигнализации, распределенного датчика пожара или, будучи сопряженным системой цифровой обработки, может применяться в распределенных чувствительных интеллектуальных системах.

Эта работа частично поддержана премией фонда Сороса, присужденной Американским Физическим Обществом.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Optical Fiber Sensors: systems and applications. v. 2. / Ed. by B. Culshaw, J. Dakin. M.A. Artech House: Boston, 1989. V. 2. P. 799.
- [2] H a r t o g A. and G o l d M. // J. Lightwave Technol. 1984. V. 2. P. 76-82.
- [3] E i s k h o f f W. and U l r i c h R. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. P. 693-696.
- [4] К о з е л С.М., Л и с т в и н В.Н., Ш а т а л и н С.В., Ю ш к а й т и с Р. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 172-173.
- [5] Г у л я е в А.Ю., К и т а е в С.М., Л и с т в и н В.Н., П о т а п о в В.Т., С е д ы х Д.А., Ш а т а л и н С.В., Ю ш к а й т и с Р. // Квантовая электроника. 1990. Т. 20. С. 876-878.
- [6] J u s k a i t i s R., P o t a p o v V., S e d y c h D., S h a t a l i n S. // Submitted to Int. J of Optoelectronics.
- [7] K e r s e y A., D o r s e y K. and D a n d r i d g e A. Optics Lett. 1989. V. 14. P. 93-95.