

07,08

## **Регистрация внешнего акустического воздействия на оптическое волокно с помощью интерферометра рассеянного излучения**

© А.Э. Алексеев, Я.А. Тезадов, В.Т. Потапов

НТО „ИРЭ-Полюс“ — Научно-техническое объединение „ИРЭ-Полюс“, Фрязино Московской обл.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино Московской обл.

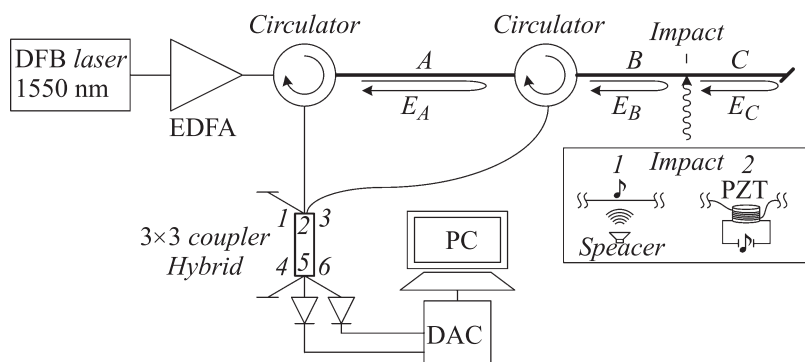
E-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

Поступило в Редакцию 15 июня 2012 г.

Приведены результаты исследования интерферометра рассеянного излучения для регистрации внешних акустических воздействий на оптическое волокно. Предложен метод демодуляции рассеянного поля с использованием техники фазового разнесения (phase diversity). Показано, что демодулированный сигнал может содержать области фединга, причины которого проанализированы.

В когерентной рефлектометрии для идентификации внешнего воздействия необходимым условием является возможность определения вида сигнала, воздействующего на оптическое волокно, однако в большинстве случаев когерентные рефлектометры фиксируют лишь факт воздействия и его величину [1,2]. В предыдущих работах [3,4] рассмотрено поведение когерентной рефлектограммы в отсутствие возмущений оптического волокна, а также вопросы контраста и необходимой степени когерентности лазерного источника. Целью данной работы является исследование интерферометрического метода регистрации и демодуляции рассеянного волокном когерентного излучения, позволяющего определить форму сигнала фазового воздействия на волокно.

В когерентном рефлектометре внешнее воздействие на некоторый участок волокна приводит к фазовой модуляции рассеянного им излучения и область рефлектограммы, соответствующая этому участку, испытывает изменение. Протяженный волоконный тракт рефлектометра можно рассматривать как каскад последовательно соединенных рассе-



**Рис. 1.** Экспериментальная установка интерферометра рассеянного излучения для регистрации внешних акустических воздействий на оптическое волокно.

ивающих участков, занимаемых распространяющимся импульсом. Поэтому для понимания процесса идентификации внешнего воздействия на любой из участков волокна достаточно рассмотреть демодуляцию излучения, рассеянного одним из таких участков, на примере интерферометра рассеянного излучения.

В исследуемой схеме интерферометра (рис. 1) используется интерференция двух излучений, рассеянных последовательными участками волокна. Первое излучение является опорным, второе — сигнальным, несущим информацию о внешнем воздействии. В рефлектометре интерференция излучений, рассеянных любыми двумя последовательными участками, занимаемыми импульсом, может быть реализована при использовании линии задержки на приеме в виде интерферометра Маха—Цендера [5]. Результирующая оптическая разность хода сбиваемых полей в этом случае может быть сделана близкой к нулю, что и обеспечивает возможность их интерференции, несмотря на дополнительное спектральное уширение зондирующего излучения, возникающего при начальной импульсной модуляции.

Рассмотрим подробнее схему интерферометра, в которой два циркулятора выводят излучения, рассеянные последовательными участками. Особенностью такой схемы является применение техники фазового разнесения [6] с использованием специального оптического смесителя—

гибрида. Гибрид объединяет сигнальную и опорную волны, поступающие на его входные порты таким образом, что на разных выходных портах они суммируются с разными относительными фазами, т.е. оказываются разнесенными по фазе. В рассматриваемом интерферометре используется 6-портовый гибрид, вносящий относительную фазовую задержку между волнами в  $120^\circ$ , которым является ответвитель  $3 \times 3$  [6–8,9].

Пусть на второй участок волокна в области  $l$  происходит воздействие  $\varphi(t)$  (рис. 1). Разделим участок дополнительно на две части:  $B$  и  $C$ , расположенные до и после области  $l$ . Воздействие приводит к изменению оптического пути в волокне, и излучение, рассеянное областью  $C$ , будет модулировано по фазе. Рассмотрим далее интерференцию полей в оптическом гибриде, рассеянных участками  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Запишем их комплексные амплитуды:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_A &= \mathbf{p}_A E_A \exp(i\varphi_A); & \mathbf{U}_B &= \mathbf{p}_B E_B \exp(i\varphi_B); \\ \mathbf{U}_C(t) &= \mathbf{p}_C E_C \exp(i\varphi_C + ik\varphi(t)), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_A$ ,  $E_B$ ,  $E_C$  — амплитуды рассеянных полей,  $\varphi_A$ ,  $\varphi_B$ ,  $\varphi_C$  — фазы рассеянных полей,  $\mathbf{p}_A$ ,  $\mathbf{p}_B$ ,  $\mathbf{p}_C$  — векторы поляризации,  $k\varphi(t)$  — сигнал, пропорциональный внешнему воздействию с коэффициентом  $k$ . Рассмотрим упрощенный случай, когда все рассеянные поля имеют одинаковую поляризацию. Комплексные амплитуды полей на выходных и входных портах оптического гибрида связаны через передаточную матрицу  $\mathbf{H}_3$  гибрида  $120^\circ$  [8,10]:

$$\| U_4 U_5 U_6 \|^T = \mathbf{H}_3 \| U_1 U_2 U_3 \|^T. \quad (2)$$

Проводя преобразования и учитывая, что  $U_1 = 0$ , для портов 5 и 6 гибрида получим:

$$\begin{aligned} I_5(t) &= E_A^2 + E_B^2 + E_C^2 + 2E_A E_B \cos(\varphi_B - \varphi_A + \delta) \\ &+ 2E_A E_C \cos(\varphi_C + k\varphi(t) - \varphi_A + \delta) \\ &+ 2E_B E_C \cos(\varphi_C + k\varphi(t) - \varphi_B), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
I_6(t) = & E_A^2 + E_B^2 + E_C^2 + 2E_A E_B \cos(\varphi_B - \varphi_A - \delta) \\
& + 2E_A E_C \cos(\varphi_C + k\varphi)(t) - \varphi_A - \delta) \\
& + 2E_B E_C \cos(\varphi_C + k\varphi(t) - \varphi_B), \quad (4)
\end{aligned}$$

где  $\delta = 2\pi/3$  в случае симметричного ответвителя  $3 \times 3$  [7,8]. Амплитуды и фазы всех рассеянных полей плавно изменяются во времени под влиянием окружающей среды и не несут информации о воздействии. Фазовое воздействие  $k\varphi(t)$ , вызывающее нелинейный отклик интерферометра, может быть извлечено из (3) и (4) с применением техники, предложенной в [7] и развитой в [11], которая, по сути, является аналогом метода квадратурной обработки сигнала с угловой модуляцией [12]. Основная идея заключается в формировании из разнесенных по фазе на  $120^\circ$  сигналов (3) и (4) сигнала следующего вида:

$$S = I^+ \frac{dI^-}{dt} - I^- \frac{dI^+}{dt}, \quad (5)$$

где  $I^+ = \tilde{I}_5 + \tilde{I}_6$ ,  $I^- = \tilde{I}_5 - \tilde{I}_6$ , а сигналы  $\tilde{I}_5$  и  $\tilde{I}_6$  получены из исходных  $I_5$  и  $I_6$  путем удаления составляющих, плавно изменяющихся во времени. Переменная  $S$  в этом случае пропорциональна производной по времени от модулирующего сигнала  $d(k\varphi(t))/dt$ , а ее интеграл с точностью до масштабного коэффициента равен модулирующему сигналу  $k\varphi(t)$ , т.е. форма сигнала воздействия восстанавливается. Динамический диапазон воздействия ограничен полосой частот принимающей электроники и ее шумами, а также точностью, с которой могут быть выполнены операции в (5) [7]. После преобразований можно получить:

$$S = \{16E_A E_C^2 \sin(\delta)[E_A \cos(\delta) + E_B \cos(\varphi_B - \varphi_A)]\} d(k\varphi(t))/dt. \quad (6)$$

Схема экспериментальной установки соответствует схеме на рис. 1. Излучение полупроводникового лазера спектральной шириной полосы 10 kHz генерируется в непрерывном режиме на длине волны в диапазоне 1550 nm и усиливается эрбиевым волоконным усилителем до мощности 25 dBm. Излучение проходит в два плеча длиной 40 m, через два циркулятора, пропускающие в обратном направлении излучения, рассеянные каждым из участков:  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Далее поля интерферируют в гибриде  $120^\circ$  и принимаются двумя фотоприемниками, сигналы от которых оцифровываются с частотой 50 kHz каждый и анализируются. Внешнее фазовое воздействие моделировалось подачей звукового

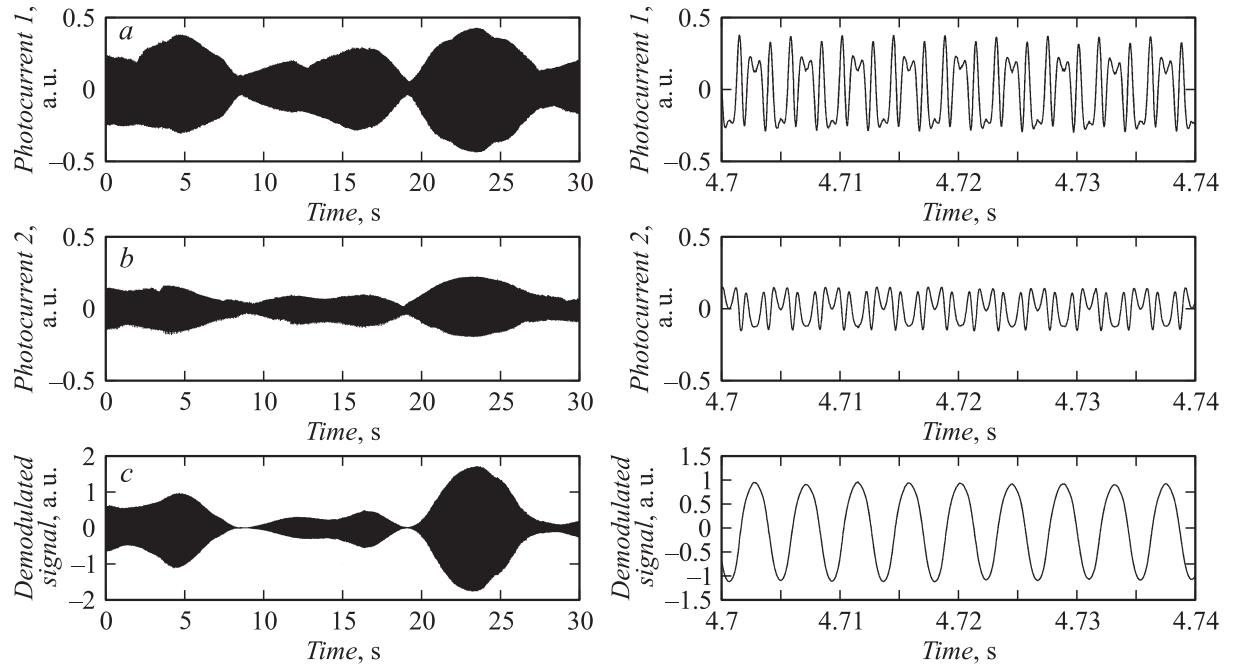
сигнала из акустических колонок разной громкости: тонового сигнала и музыки. Фазовое воздействие большой амплитуды было получено намоткой области воздействия на пьезокерамический цилиндр и подачей на него тех же сигналов, что и на акустические колонки.

На рис. 2, *a, b* изображена запись сигналов с двух фотоприемников, регистрирующих излучение с портов 5 и 6 гибрида для тонового сигнала с частотой 230 Hz, воздействующего на волокно через пьезокерамический цилиндр. Видны искажения сигнала с появлением дополнительных частот, вызванные большим индексом модуляции, более  $\pi$ . Звуковой сигнал от акустических колонок дает аналогичную картину. Постоянная составляющая сигналов отфильтровывается. Восстановленный сигнал изображен на рис. 2, *с*. Видно, что форма сигнала восстановлена с точностью до масштабного коэффициента, что подтверждает применимость рассматриваемой схемы приема и демодуляции. Восстановление музыкального отрывка дает хорошие результаты, однако в случае слабого звука качество воспроизводимого сигнала ограничено шумами используемых фотоприемников. График восстановленного сигнала содержит области фединга, причины которого лежат в случайных изменениях амплитуды, фазы и поляризации рассеянного излучения из-за температурных дрейфов. Фединг можно проследить исходя из формул (3), (4) и (6).

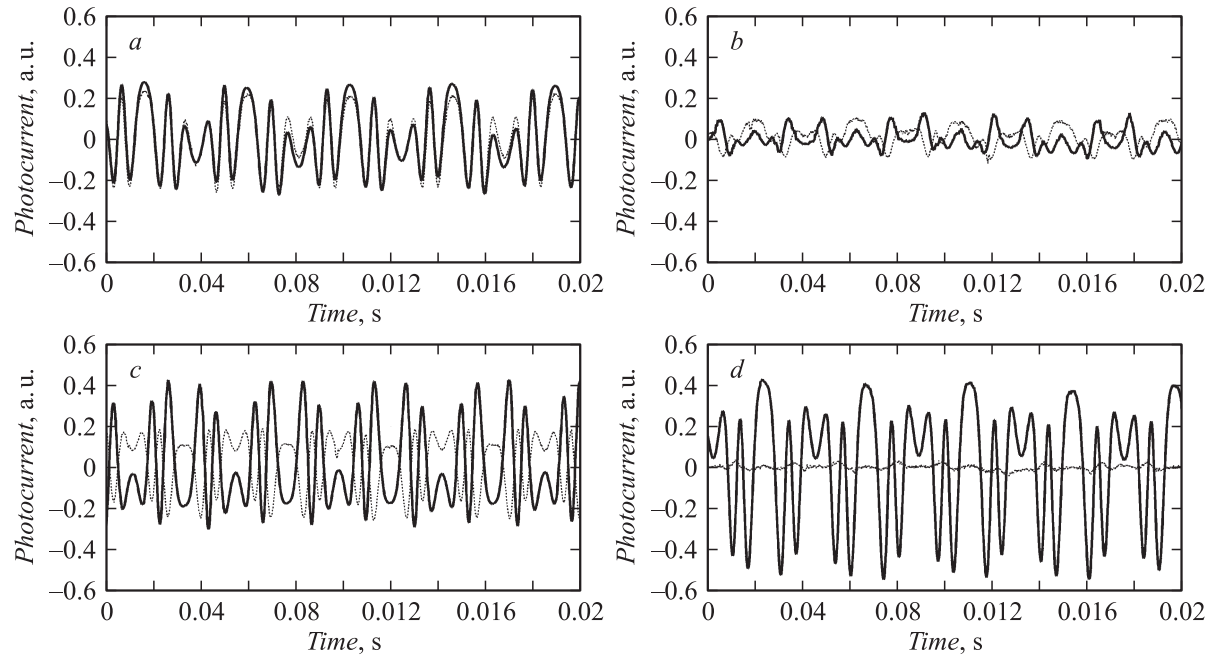
Если амплитуда опорного поля  $E_A$  мала, тогда преобладающими становятся последние члены в (3), (4) (если  $E_B$  или  $E_C$  не равны нулю), оба регистрируемых сигнала находятся в фазе друг с другом и восстановленный сигнал, в соответствии с (6), близок к нулю, рис. 3, *a*. Этот случай может также соответствовать ортогональности поляризаций полей  $E_A \mathbf{p}_A$  и  $E_C \mathbf{p}_C$ . Если амплитуда сигнального поля  $E_C$  мала, тогда члены уравнений (3) и (4), содержащие модулирующий сигнал, малы и в соответствии с (6) восстановленный сигнал близок к нулю (рис. 3, *b*), где уже становится заметна шумовая составляющая. Этот случай может также соответствовать ортогональности поляризаций поля  $E_C \mathbf{p}_C$  к полям  $E_A \mathbf{p}_A$  и  $E_B \mathbf{p}_B$ . Восстановленный сигнал мал, если член в квадратных скобках в (6) близок к нулю:

$$E_A \cos(\delta) + E_B \cos(\varphi_B - \varphi_A) \approx 0. \quad (7)$$

Можно показать, что при этом оба сигнала (3) и (4) находятся в противофазе, хотя и с разными амплитудами, случай показан на рис. 3, *с*.



**Рис. 2.** Запись сигналов, регистрируемых фотоприемниками с портов 5 и 6 оптического гибрида, при воздействии на волокно тонового сигнала частотой 230 Hz (*a*, *b*), демодулированного сигнала (*c*). Справа показаны увеличенные во времени картины.



**Рис. 3.** Записи сигналов, регистрируемых фотоприемниками, с портов 5 и 6 оптического гибрида (непрерывная и пунктирная линия), соответствующие областям фединга. Сигналы от двух фотоприемников: *a* — находятся в фазе друг с другом, *b* — малы, *c* — находятся в противофазе друг с другом; *d* — сигнал от одного из фотоприемников мал по сравнению с сигналом от другого фотоприемника.

Интересно отметить, что условие (7) выполняется, если  $E_A \approx E_B$  и  $\varphi_B - \varphi_A \approx \pi \pm \delta$ ; тогда члены, содержащие сигнальную составляющую  $k\varphi(t)$ , взаимно уничтожаются в (3) или в (4) (рис. 3, *d*). Отметим, что в силу того, что амплитуды и фазы рассеянных полей меняются независимо друг от друга, описанные выше случаи фединга могут происходить одновременно в различных сочетаниях.

Таким образом, интерференционный метод регистрации и демодуляции рассеянного излучения с использованием техники фазового разнесения может быть применен для определения формы сигнала внешнего воздействия на оптическое волокно с точностью до масштабного коэффициента. Восстановленный сигнал воздействия содержит области фединга, причины которого лежат в случайной природе когерентно рассеянного излучения.

## Список литературы

- [1] Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С., Кулаков А.Т., Зазирный М.В. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 10. С. 963–965.
- [2] Нестеров Е.Т., Трещинков В.Н., Озеров А.Ж., Слепцов М.А., Камынин В.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 9. С. 55–63.
- [3] Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 37. В. 2. С. 74–81.
- [4] Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 1. С. 76–81.
- [5] Posey R., Jr., Johnson, G.A., Vohra S.T. // Electron. Lett. 2000. V. 36. N 20. С. 1688–1689.
- [6] Davis A., Pettitt M., King J., Wright S. // J. Lightwave Technol. 1987. V. 5. N 4. P. 561–572.
- [7] Koo K.P., Tveten A.B., Dandridge A. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 616–618.
- [8] Priest R.G. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. QE-18. P. 1601–1603.
- [9] Stowe D., Tsung-Yuan Hsu. // J. Lightwave Technol. 1983. V. 1. N 3. P. 519–523.
- [10] Meijering A., Heideman G.H.L.M., van Etten W. // J. Lightwave Technol. 2004. V. 22. N 11. P. 2393–2408.
- [11] Zhiqiang Zhao, Demokan M.S., Mac Alpine M. // J. Lightwave Technol. 1997. V. 15. N 11. P. 2059–2068.
- [12] Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. СПб.: Питер, 2003.