

Статистические свойства обратнорассеянного излучения полупроводниковых лазеров с различной степенью когерентности

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

Проведено сравнение статистических свойств интенсивности обратнорассеянного излучения в одномодовом оптическом волокне для полупроводниковых лазеров с высокой и низкой степенью когерентности. Показано, что при использовании коротких зондирующих импульсов, длительность которых меньше времени когерентности каждого из лазеров, статистические свойства интенсивности обратнорассеянного излучения для двух лазеров тождественны, при этом функция распределения интенсивности по ансамблю независимых участков волокна имеет экспоненциальный вид для обоих лазеров. При увеличении длительности зондирующего импульса функция распределения обратнорассеянного излучения для лазера с меньшим временем когерентности стремится к гауссовой, а для высококогерентного лазера остается близкой к экспоненциальной. Контраст рефлектограммы когерентного рефлектометра, основанного на регистрации обратнорассеянного излучения, максимален при экспоненциальном распределении интенсивности этого излучения по ансамблю независимых участков. В таком случае, по-видимому, рефлектометр будет обладать максимальной чувствительностью к внешним воздействиям. Это позволяет сделать вывод, что при использовании коротких зондирующих импульсов, обеспечивающих высокое пространственное разрешение (10 м и менее), можно применять лазер с небольшим временем когерентности, равным длительности импульса.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, волоконный световод, обратнорассеянное излучение, когерентный рефлектометр.

1. Введение

В последние годы в связи с появлением недорогих телекоммуникационных полупроводниковых лазеров с распределенной обратной связью наблюдается повышенный интерес к рефлектометрам, использующим такие лазеры в качестве источников когерентного излучения [1–6]. Спектральная ширина полосы таких лазеров составляет, как правило, 2–5 МГц, что соответствует времени когерентности 160–60 нс. Кроме того, появление высококогерентных полупроводниковых лазеров со спектральной шириной полосы 10 кГц и менее (время когерентности 30 пкс) открыло новые перспективы в когерентной рефлектометрии.

Цель настоящей работы – сравнение статистических свойств средней по времени интенсивности обратнорассеянного излучения, полученного с некоторого участка волокна, для ансамбля независимых участков при использовании стандартного телекоммуникационного полупроводникового лазера со спектральной шириной полосы 2 МГц и лазера с высокой степенью когерентности со спектральной шириной полосы 5 кГц. Из полученных теоретических и экспериментальных данных определены условия, при которых может быть использован тот или иной лазер при сохранении высокого контраста рефлектограм-

мы для когерентного рефлектометра. По нашим сведениям, такой анализ до сих пор не проводился.

2. Теоретическая модель

Результаты теоретического и экспериментального исследования статистических закономерностей распределения интенсивности обратнорассеянного излучения в одномодовом оптическом волокне и их связь с временем когерентности полупроводникового лазера приведены в работах [7, 8]. В качестве теоретической модели рассеивающей среды принимается протяженный отрезок волокна длиной L с равномерно распределенными по объему центрами рассеяния, которые представляют собой микроскопические неоднородности показателя преломления среды волокна. Размер центров много меньше длины волны излучения. Центры рассеивают падающее на них излучение во всех направлениях, при этом часть излучения удерживается световодом и распространяется в обратном направлении [9]. Интерференция рассеянных полей дает результирующую интенсивность рассеянного излучения для данного участка. Рассматривая рассеяние с различных статистически независимых участков волокна длиной L , можно найти функцию распределения средней по времени интенсивности рассеянного излучения по ансамблю этих участков. Следует отметить, что мгновенная интенсивность рассеянного с каждого участка излучения испытывает быстрые флуктуации во времени вокруг медленно меняющейся огибающей средней по времени интенсивности [10]. Временная статистика данных флуктуаций для одного участка волокна подробно рассмотрена в работе [11]. Соответствующая статистика тока регистрирующего фотоприемника рассмотрена в [12, 13]. В настоящей работе мы не рассматриваем эти временные флуктуации и, говоря об интенсивности, будем иметь в виду именно

А.Э.Алексеев, Я.А.Тезадов. НТО «ИРЭ-Полус» – Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com
В.Т.Потапов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1

среднюю по времени интенсивность, рассеянную с участка волокна, занимаемого импульсом. Заметим, что время усреднения, составляющее около 5 мс, значительно превышает время когерентности источника, но меньше характерного времени изменения огибающей рассеянной интенсивности.

Зависимость усредненной по времени интенсивности рассеянного когерентного излучения от пространственного расположения зондирующего импульса – рефлектограмма – представляет собой шумоподобный сигнал, который медленно меняется во времени в отсутствие внешних воздействий на волокно. При внешнем воздействии на волокно на каком-либо его участке, область рефлектограммы, соответствующая этому участку, испытывает изменения, которые можно сопоставить с параметрами внешнего воздействия. Распределение интенсивности обратнорассеянного излучения по ансамблю независимых участков является функцией соотношения между длительностью зондирующего импульса (пространственной протяженностью импульса) и временем когерентности излучения источника. Чем меньше время когерентности излучения по сравнению с длительностью зондирующего импульса, тем менее коррелированными по времени будут поля, рассеянные разными центрами, расположенными в пределах области рассеяния. Наоборот, при увеличении времени когерентности и приближении его к длительности зондирующего импульса временная корреляция рассеянных полей возрастает. В результате при низкой корреляции рассеянных полей в первом случае интерференционная картина рассеянного излучения будет иметь меньшую глубину модуляции, чем при высокой корреляции во втором случае [8].

Предельный случай рассеяния монохроматического полностью поляризованного излучения может быть рассмотрен с использованием модели случайных фазов [14, 15]. Фазором в данном случае считается комплексная амплитуда излучения, рассеянного каким-либо центром в пределах области рассеяния волокна, занимаемого излучением. Конечным результатом является функция распределения для интенсивности рассеянного излучения по ансамблю статистически независимых участков волокна (функция распределения интенсивности для рефлектограммы), которая имеет экспоненциальный вид:

$$p_I(I) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right). \quad (1)$$

Здесь $I \geq 0$ – интенсивность рассеянного излучения; σ^2 – дисперсия распределения, связанная со средними значениями квадратов модулей всех амплитуд рассеяния рассеивающих центров, расположенных на протяжении рассматриваемого участка волокна. Дисперсия для экспоненциального распределения, рассчитанная по ансамблю независимых участков волокна, равна его среднему значению для этих участков:

$$E\langle I \rangle = \sigma. \quad (2)$$

Примем в качестве контраста результирующей рефлектограммы отношение дисперсии распределения интенсивности к среднему значению этого распределения [15]:

$$C = \frac{\sigma}{E\langle I \rangle}; \quad (3)$$

для экспоненциального распределения контраст равен 1.

Теоретическое рассмотрение процесса рассеяния квазимонохроматического поляризованного излучения полупроводникового лазера проводится с использованием разложения Карунена–Лоэва для случайного поля рассеянного излучения по системе ортонормированных функций [8, 14, 15]. Конечным результатом является функция распределения интенсивности рассеянного квазимонохроматического излучения по ансамблю статистически независимых участков волокна L (функция распределения интенсивности для рефлектограммы):

$$p_I(I) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda_n^{-1} \exp(-I/\lambda_n)}{\prod_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} (1 - \lambda_m/\lambda_n)} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{\lambda_n} \exp\left(-\frac{I}{\lambda_n}\right) \quad (4)$$

при $I \geq 0$. Здесь

$$d_n = \left[\prod_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} (1 - \lambda_m/\lambda_n) \right]^{-1},$$

λ_n – собственные значения интегрального уравнения, ядром которого является корреляционная функция комплексной огибающей случайного поля рассеянного излучения:

$$\int_{-T}^T E\langle A_{\text{scat}}(t_1) A_{\text{scat}}^*(t_2) \rangle \theta_m(t_1) dt_1 = \lambda_m \theta_m(t_2), \quad (5)$$

где $T = L/v_{\text{gr}}$; $2T$ – длительность зондирующего импульса; v_{gr} – групповая скорость излучения в среде волокна; $A_{\text{scat}}(t)$ – комплексная огибающая случайного поля рассеянного излучения; $\theta_m(t)$ – собственные функции интегрального уравнения. Корреляционная функция случайного поля рассеянного квазимонохроматического излучения полупроводникового лазера определяется исходя из представлений о фазовых шумах – причине уширения линии в полупроводниковом лазере [8, 16, 17]:

$$E\langle A_{\text{scat}}(t) A_{\text{scat}}^*(t + \tau) \rangle = \frac{v_{\text{gr}}^2}{4} \rho_0 I_0 \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{coh}}}\right), \quad 0 \leq t \leq 2T, \quad (6)$$

где $\tau = t_1 - t_2$ – разность произвольных моментов рассеяния, $0 \leq \tau \leq 2T$; τ_{coh} – время когерентности излучения лазера; ρ – коэффициент пространственной корреляции комплексного коэффициента рассеяния в волокне; I_0 – интенсивность излучения, введенного в волокно.

Вид функции распределения интенсивности квазимонохроматического рассеянного излучения (4) зависит от соотношения между временем когерентности и временем интегрирования $2T$ (длительность зондирующего импульса) в уравнении (5). Графики функции распределения (4), нормированные на среднее значение по ансамблю участков, при изменении T от 10 до 200 нс и неизменном времени когерентности $\tau_{\text{coh}} = 40$ нс изображены на рис.1.а. Здесь же показаны распределение, близкое к экспоненциальному, когда $\tau_{\text{coh}} \gg 2T$ (случай монохроматического излучения), и распределение, близкое к гауссову, когда $\tau_{\text{coh}} \ll 2T$ (случай сильно уширенного спектра).

Таким образом, при изменении соотношения между временем когерентности и длительностью зондирующего импульса функция распределения (4) изменяется от близкой к экспоненциальной до близкой к гауссовой. Это означает, что наблюдаемая усредненная по времени рефлектограмма изменяет свой вид в соответствии с изменением статистического распределения, лежащего в ее основе. Следует отметить, что в соответствии с теоремой свертки время когерентности импульсного излучения не может

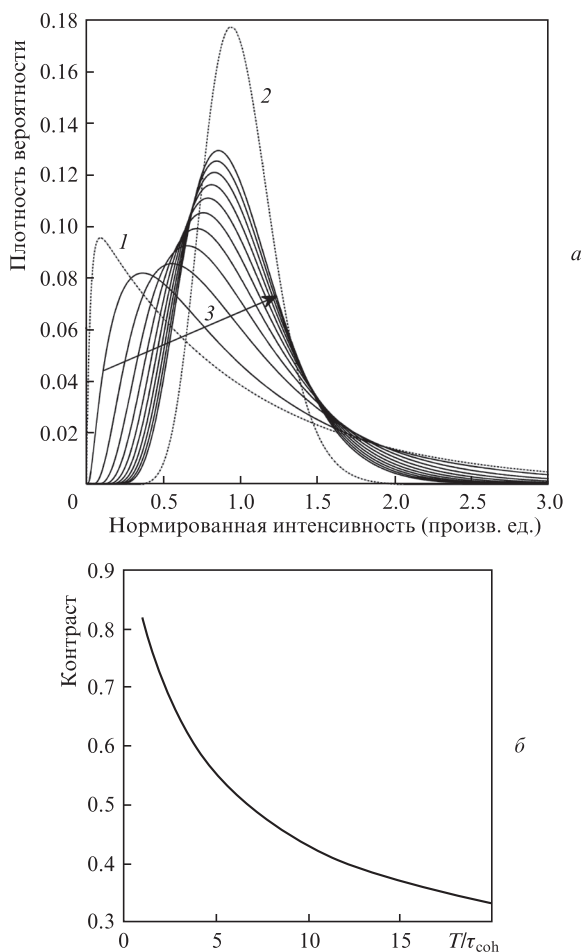


Рис.1. Нормированные на среднее значение плотности распределения вероятностей, полученные в результате аналитического решения уравнения (5) (1 – предельный случай распределения, близкого к экспоненциальному (1) при $T/\tau_{coh} \ll 1$; 2 – предельный случай распределения, близкого к гауссову при $T/\tau_{coh} \gg 1$; 3 – изменение плотности распределения при увеличении отношения T/τ_{coh} (показано стрелкой)) (а), а также теоретическое изменение контраста когерентной рефлектограммы при увеличении отношения T/τ_{coh} (б).

превышать длительность импульса. Спектр узкополосного оптического сигнала уширяется при внешней импульсной модуляции, а время когерентности уменьшается до значения, сравнимого по порядку величины с длительностью импульса. Среднее значение результирующего случайного распределения

$$E\langle I \rangle = \int_0^\infty p_I dI = \sum_{n=0}^\infty d_n \lambda_n, \tag{7}$$

а дисперсия

$$\sigma_I^2 = E\langle I^2 \rangle - (E\langle I \rangle)^2 = \sum_{n=0}^\infty 2d_n \lambda_n^2 - \left(\sum_{n=0}^\infty 2d_n \lambda_n \right)^2. \tag{8}$$

В этом случае контраст результирующей рефлектограммы

$$C = \frac{\sigma_I}{E\langle I \rangle} = \frac{\left[\sum_{n=0}^\infty 2d_n \lambda_n^2 - \left(\sum_{n=0}^\infty d_n \lambda_n \right)^2 \right]^{1/2}}{\sum_{n=0}^\infty d_n \lambda_n}. \tag{9}$$

Он полностью определяется набором собственных значений уравнения (5) и в общем виде не имеет аналитического выражения. Зависимость контраста от отношения

T/τ_{coh} показана рис.1,б. Видно, что контраст монотонно уменьшается, максимальное значение $C = 1$ соответствует случаю монохроматического излучения. Уменьшение контраста можно также проследить на графике функции распределения (4) (рис.1,а) – при увеличении отношения T/τ_{coh} функция распределения, нормированная на среднее значение, сужается, что соответствует уменьшению дисперсии. Следует отметить, что при увеличении длительности импульса интенсивность рассеянного излучения возрастает, т. к. увеличивается вводимая в волокно энергия.

На основании проведенного анализа мы полагаем, что при использовании отрезка волокна в качестве чувствительного элемента в когерентном рефлектометре контраст рефлектограммы может служить мерой чувствительности к внешним воздействиям. Поскольку интенсивность в каждой точке рефлектограммы имеет распределение, описываемое функцией (4), то чем ниже контраст исследуемой рефлектограммы, тем меньше отклонение интенсивности в каждой точке от своего среднего значения при внешнем воздействии на волокно. Таким образом, предположительно максимальную чувствительность можно получить при работе с рефлектограммой, обладающей наибольшим контрастом, т. е. с рефлектограммой, имеющей функцию распределения интенсивности, близкую к экспоненциальной. Данное предположение, конечно, требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

3. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка для исследования статистики интенсивности обратнорассеянного излучения изображена на рис.2. Непрерывное оптическое излучение генерируется полупроводниковым лазером с распределенной обратной связью (РОС) на длине волны в районе 1550 нм и усиливается эрбиевым волоконным усилителем (ЭВУ) до уровня 25 дБм. Далее с помощью акустооптического модулятора (АОМ) излучение модулируется прямоугольными импульсами с периодом 100 мкс. Длительность импульсов может изменяться от 100 до 500 нс. После акустооптического модулятора через невзаимный элемент (циркулятор) оптический импульс вводится в оптическое волокно SMF-28 длиной 2 км.

Излучение, рассеянное волокном и распространяющееся в обратном направлении, попадает на фотоприемник с полосой 50 МГц, сигнал с которого отображается на цифровом осциллографе. Чтобы исключить из рассмотрения шум фотоприемника и спектральный шум когерентно рассеянного сигнала в полосе, равной удвоенной полосе частот импульсного оптического сигнала [11], на осциллографе осуществлялось усреднение по 50 реализациям рефлектограммы. В работе использовались два типа

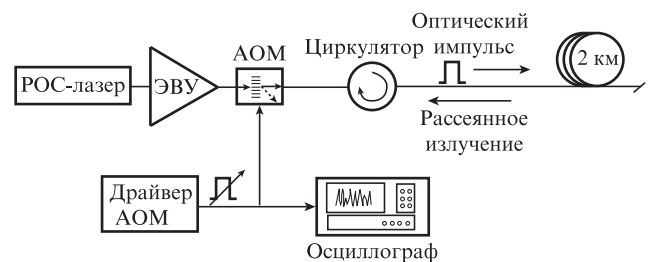


Рис.2. Экспериментальная установка для исследования статистики когерентного рассеяния.

лазеров: стандартный телекоммуникационный со спектральной шириной полосы 2 МГц, что соответствует времени когерентности в непрерывном режиме генерации ($\tau_{\text{coh}} = 160$ нс), и узкополосный со спектральной шириной полосы 5 кГц ($\tau_{\text{coh}} = 64$ мкс). Для определения статистического распределения среднего по времени значения интенсивности рассеянного излучения была построена гистограмма распределения интенсивности по ансамблю независимых участков волокна.

На рис.3 показаны рефлектограммы участка волокна длиной 2 км для обоих типов лазеров при длительностях зондирующих импульсов 100 и 500 нс, а также соответствующие гистограммы распределения интенсивности рассеянного излучения по ансамблю участков волокна и теоретические функции распределения для заданного соотношения времени когерентности и длительности импульса. Отметим хорошее согласие результатов расчета и эксперимента.

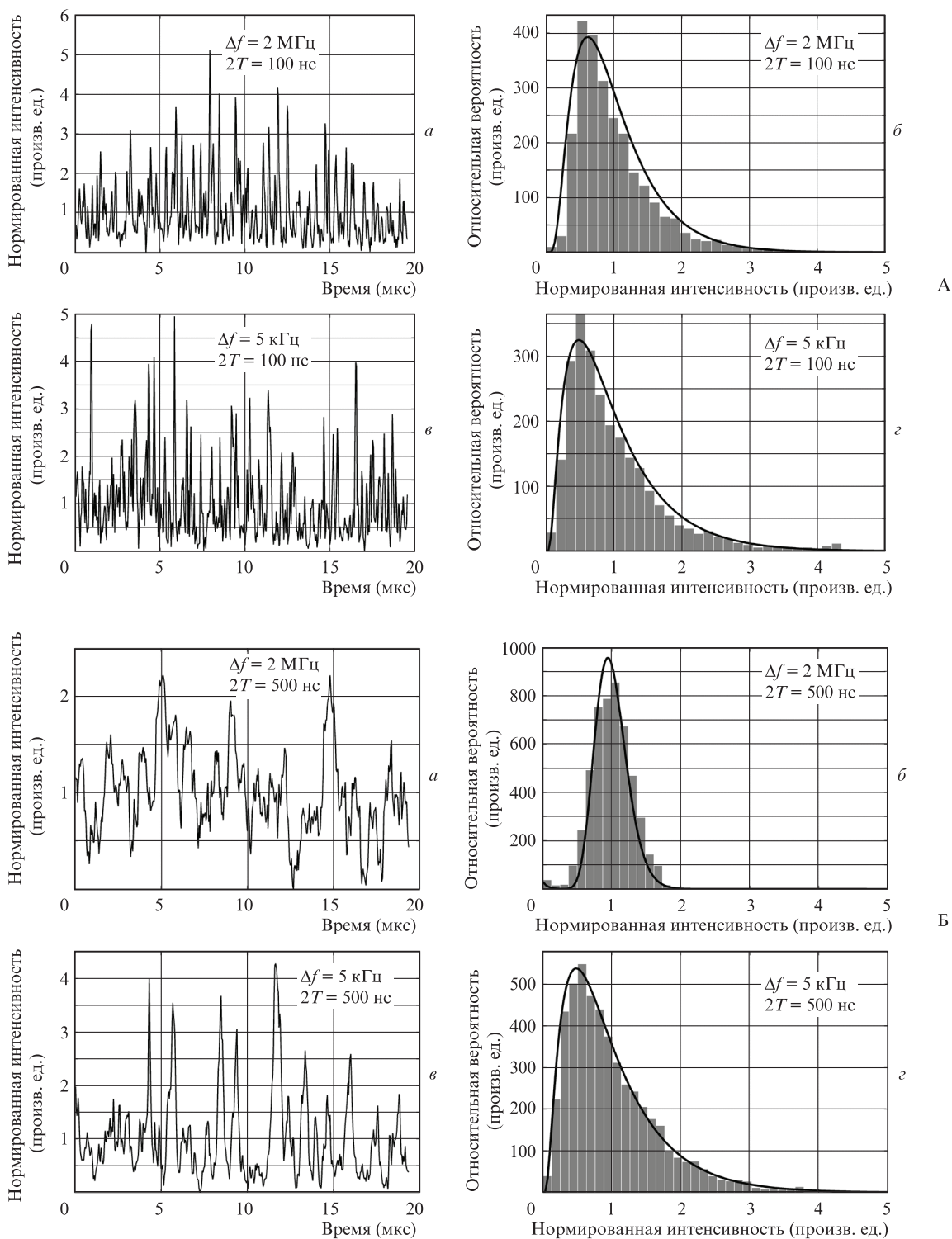


Рис.3. Рефлектограммы и соответствующие гистограммы для распределения интенсивности излучения, рассеянного с участка длиной 2 км, при длительности импульса 100 нс (А) и 500 нс (Б) для низкокогерентного лазера (ширина спектральной полосы $\Delta f = 2$ МГц) (а, б) и высококогерентного лазера ($\Delta f = 5$ кГц) (в, г). Сплошные кривые – расчет плотности вероятности.

При длительности зондирующего импульса 100 нс, что примерно соответствует времени когерентности первого лазера, рефлектограммы и функции распределения интенсивности рассеянного излучения для обоих лазеров

тождественны – обе имеют ярко выраженный экспоненциальный участок (рис.3А, б и з). При увеличении длительности импульса до 500 нс (увеличении пространственной протяженности области рассеяния) отношение дли-

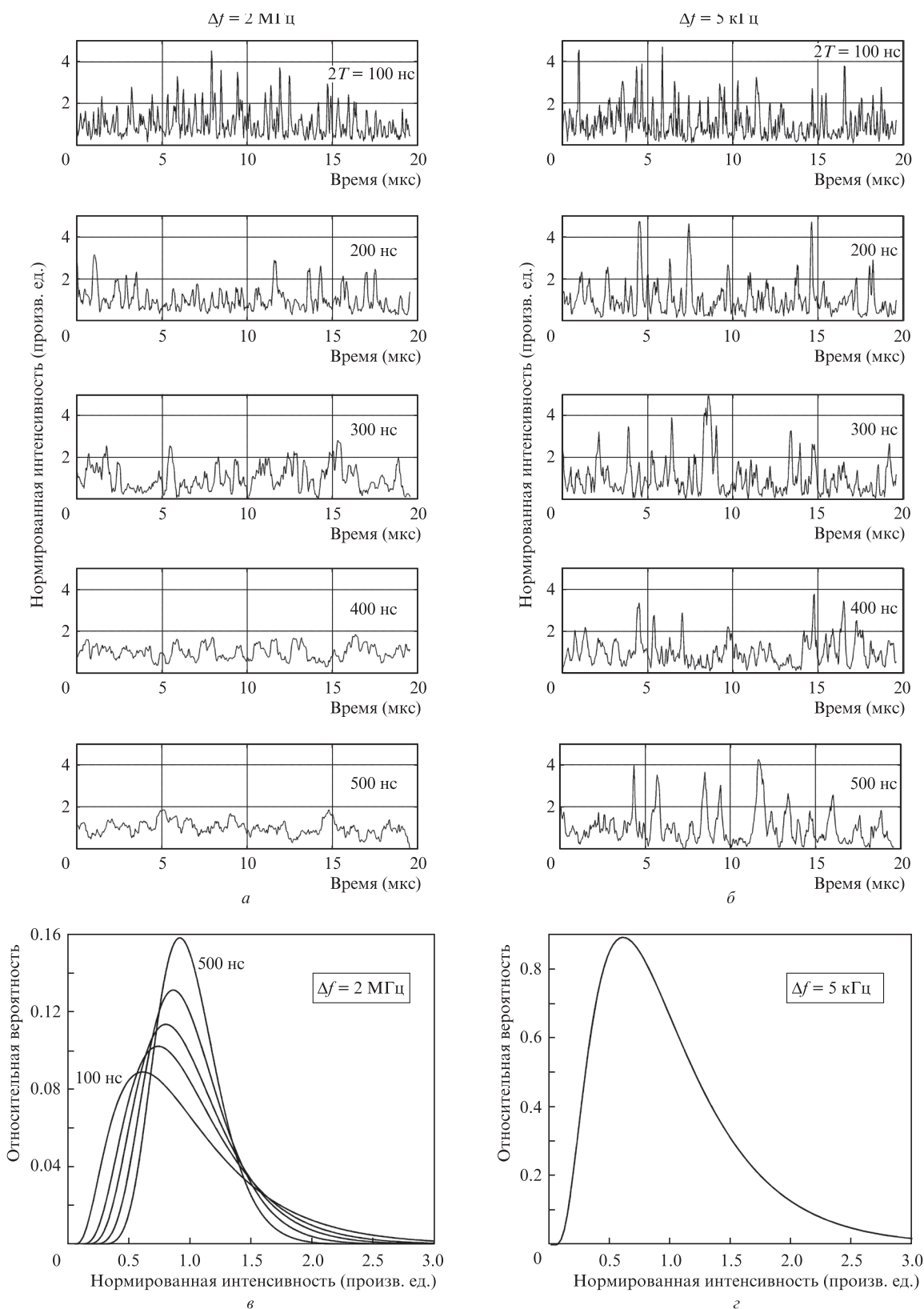


Рис.4. Рефлектограммы участка волокна длиной 2 км при изменении длительности зондирующего импульса от 100 до 500 нс для низкокогерентного (а) и высококогерентного (б) лазеров, а также экспериментальные функции распределения интенсивности излучения низкокогерентного (в) и высококогерентного (з) лазеров при изменении длительности импульса от 100 до 500 нс.

тельности импульса к времени когерентности для лазера с шириной полосы 2 МГц увеличивается, а для лазера с шириной полосы 5 кГц остается неизменным, примерно равным единице. Соответственно, функция распределения интенсивности рассеянного излучения для первого лазера стремится к гауссовой (рис.3Б, б), а для второго лазера она не меняется (рис.3Б, в). Контраст рефлектограммы для первого лазера уменьшается в соответствии с зависимостью на рис.1,б, контраст для второго лазера остается неизменным.

Сохранение соотношения времени когерентности и длительности импульса для лазера с шириной полосы 5 кГц можно качественно объяснить следующим образом: при модуляции узкополосного непрерывного излучения лазера сигналом, спектральная ширина полосы которого намного превышает спектральную ширину полосы лазера, результирующий модулированный сигнал будет иметь спектральную ширину полосы, примерно равную ширине полосы модулирующего сигнала. Поэтому при увеличении длительности импульса излучения со 100 до 500 нс время когерентности модулированного сигнала будет примерно равно длительности модулирующего импульса. Очевидно, что это справедливо лишь для модулирующих импульсов, длительности которых много меньше времени когерентности узкополосного лазера с $\tau_{coh} = 64$ мкс.

При увеличении длительности зондирующего импульса также наблюдается сглаживание рефлектограммы. Это объясняется тем, что при более длительном импульсе в каждом акте рассеяния участвует большее количество центров, т.е. больше случайных фазов. Обратное рассеяние происходит непрерывно во времени по мере распространения импульса вдоль волокна, однако при заданной частоте дискретизации осциллографа (25 МГц) регистрация сигнала рассеянного излучения происходит в строго фиксированные моменты времени. При более длительном импульсе в моменты регистрации сигнала на фотоприемник поступает излучение с большего участка волокна, который включает в себя и часть участка, излучение от которого было зарегистрировано в предыдущем акте регистрации, что и приводит к более плавному изменению рефлектограммы.

На рис.4 показано изменение когерентных рефлектограмм рассеянного излучения (нормированных на среднее значение) для двух лазеров при изменении длительности зондирующих импульсов от 100 до 500 нс. Здесь же приведены соответствующие нормированные функции распределения интенсивности. При увеличении длительности импульса дисперсия распределения интенсивности рассеянного излучения для лазера с меньшим временем когерентности уменьшается, а само распределение стремится к гауссову (рис.3Б, а, б), тогда как для высококогерентного лазера функция распределения остается неизменной и имеет выраженный экспоненциальный участок (рис.3Б, в, г). Такое поведение когерентных рефлектограмм полностью соответствует теоретическим выводам.

Следует отметить, что при рассеянии степень когерентности излучения может уменьшаться, причинами этого являются, например, деполаризация излучения лазера при больших (400 и 500 нс) длительностях импульсов и нелинейные эффекты. В результате их действия функция

распределения интенсивности рассеянного излучения по ансамблю независимых участков волокна быстрее стремится к гауссовой.

Для когерентного рефлектометра более предпочтительно экспоненциальное распределение интенсивности рассеянного излучения, которое обеспечивает более высокий контраст рефлектограммы и, по-видимому, лучшую чувствительность к внешним воздействиям на волокно.

4. Заключение

Таким образом, можно сделать вывод, что экспоненциальное распределение средней по времени интенсивности рассеянного квазимонохроматического излучения, высокий контраст рефлектограммы и, возможно, более высокую чувствительность можно получить при использовании как стандартного телекоммуникационного лазера с шириной полосы 2 МГц, так и высококогерентного лазера с шириной полосы 5 кГц при работе с короткими зондирующими импульсами – 100 нс и менее. При увеличении длительности зондирующих импульсов до 500 нс времени когерентности первого лазера оказывается недостаточно для обеспечения высокого контраста рефлектограммы, тогда как контраст для высококогерентного лазера остается на максимальном уровне. Поэтому при конструировании рефлектометра с высоким пространственным разрешением (5–10 м) достаточно использовать стандартный телекоммуникационный РОС-лазер со спектральной шириной линии 2 МГц. Однако если области чувствительности волокна для распределенного датчика необходимо сделать более протяженными (50–100 м и более), то максимальную чувствительность к внешним воздействиям на каждом из этих участков можно получить лишь при использовании высококогерентного лазера.

1. Mamedov A.M., Potapov V.T., Shatalin S.V., Juškaitis R. *Opt. Lett.*, **19** (3), 225 (1994).
2. Горшков Б.Г., Парамонов В.М., Курков А.С. Кулаков А.Т., Заирный М.В. *Квантовая электроника*, **36**, 963 (2006).
3. Juarez J.C., Maier E.W., Choi K.N., Taylor H.F. *J. Lightwave Technol.*, **23** (6), 2081 (2005).
4. Нестеров Е.Т., Трешиков В.Н., Озеров А.Ж., Слепцов М.А., Камынин В.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. *Письма в ЖТФ*, **37** (9), 55 (2011).
5. Нестеров Е.Т., Слепцов М.А., Трешиков В.Н., Наний О.Е., Сусьян А.А. *Телекоммуникации и транспорт*, № 8, 51 (2010).
6. Yuelan Lu, Tao Zhu, Liang Chen, Xiaoyi Bao. *J. Lightwave Technol.*, **28** (22), 3243 (2010).
7. Healey P. *Electron. Lett.*, **21** (6), 226 (1985).
8. Алексеев А.Э., Тезадов Я.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **56** (12), 1522 (2011).
9. Hartog A.H., Gold M.P. *J. Lightwave Technol.*, **LT-2**, 76 (1984).
10. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
11. Gysel P., Staubli R.K. *J. Lightwave Technol.*, **8** (4), 561 (1990).
12. Staubli R.K., Gysel P. *IEEE Trans. Commun.*, **40** (6), 1091 (1992).
13. Тозони О., Аксенов С.Б., Подивилов Е.В., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **40** (10), 887 (2010).
14. Гудмен Дж. *Статистическая оптика* (М.: Мир, 1988).
15. Goodman J. W. *Statistical properties of laser speckle patterns in Laser Speckle and Related Phenomena*. Ed. by J.C. Dainty (Berlin: Springer-Verlag, 1975).
16. Henry C.H. *J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 298 (1986).
17. Moslehi B. *J. Lightwave Technol.*, **4** (9), 1334 (1986).