

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

При строительстве современных сетей коммуникации находят применение волоконно-оптические линии связи. Расчет и проектирование данных систем предполагает решение сложных физических задач. К их числу относятся задачи, связанные с определением длины регенерационного участка линии передачи информации, которая зависит от динамического диапазона оконечного оборудования и общего затухания сигнала в оптическом канале. Составляющими затухания являются поглощение и рассеяние света в материале оптического волокна. Реакция исследуемых волокон может проявляться в виде обратной волны потока излучения, обусловленного эффектами френелевского отражения, релеевского рассеяния и вынужденного комбинационного рассеяния в материале оптического волокна. При измерении параметров оптических волокон наиболее часто используют метод, основанный на анализе реакции исследуемого оптического волновода на зондирующее оптическое излучение. Для реализации данного метода исследуемое волокно зондируют оптическими импульсами, которые вводятся в него через развязывающее устройство. Место обрыва волокна, а также его торец характеризуются резким увеличением мощности сигнала, распространяющегося в обратном направлении, из-за возникновения френелевского отражения.

Ранее была предпринята попытка создания математической модели процесса обратного рассеяния [1]. Однако она не учитывала соотношения между определяемыми экспериментально величинами и параметрами исследуемых оптических волокон (коэффициент рассеяния, фактор обратного рассеяния и затухания в прямом и обратном направлениях с учетом наличия френелевского отражения на разрывах и торце волокна). Исходя из этого, можно предложить модифицированную математическую модель процесса обратного рассеяния в ступенчатых и градиентных оптических волокнах, учитывающую вышеизложенные недостатки моделирования.

Если на вход многомодового волоконного световода подаются световые импульсы мощностью P_0 , тогда мощность обратного рассеяния $P(0,z)$, приходящего на вход волоконного световода с участка dz ,

$$P(0,z) = P_0 \alpha_p(z) S(z) \exp\left[\left(\alpha^+(z) + \alpha^-(z)\right)z\right] dz, \quad (1)$$

где $\alpha_p(z)$ – коэффициент рассеяния и $S(z)$ – фактор обратного рассеяния, определяющий, какая часть общей мощности захватывается апертурой волоконного световода и распространяется по нему в обратном направлении, P_0 – входная мощность, а $\alpha^+(z)$ и $\alpha^-(z)$ представляют собой среднее значение затухания $\alpha^\pm(z)$ на участке волоконного световода $(0,z)$ при распространении излучения в прямом и обратном направлениях соответственно.

Для градиентных волоконных световодов $\alpha_p(z)$ зависит от концентрации легирующей примеси, а значит, и от r . Приближенно эту зависимость можно принимать линейной:

$$\alpha_p(z,r) = \alpha_p(z,a) [1 + k \Delta(z,r)], \quad (2)$$

где a – радиус сердцевин, k – некоторый коэффициент, зависящий от типа легирующей примеси, $\Delta(z,r)$ – относительная разность показателей преломления $n(z,r)$ в точке r на границе сердцевин волоконного световода:

$$\Delta(z,r) = \frac{n(z,r) - n(z,a)}{n(z,0)}. \quad (3)$$

Для случая градиентных волоконных световодов со степенным профилем показателя преломления:

$$n^2(z,r) = \begin{cases} n^2(z,0) \left[1 - 2\Delta_m(z) \left(\frac{r}{a^{\alpha(z)}} \right) \right], & r \leq a, \\ n^2(z,0) [1 - 2\Delta_m(z)], & r > a, \end{cases} \quad (4)$$

где $\Delta_m(z)$ – максимальное значение по $\Delta(z,r)$, тогда можно получить:

$$S(z) \approx \frac{3}{4} \Delta_m(z) \frac{\alpha(z)}{\alpha(z)+1} \left[1 + \frac{\alpha(z) \Delta_m(z) k}{[3\alpha(z)+2][\alpha(z)+1+\alpha(z) \Delta_m(z) k]} \right], \quad (5)$$

$$\hat{\alpha}_p(z) = \alpha_p(z,0) \left[1 - \frac{\Delta_m(z) k}{[\alpha_p(z)+1][1+\Delta_m(z) k]} \right]. \quad (6)$$

Данный математический аппарат позволил провести численное моделирование процесса обратного рассеяния. В результате были получены зависимости мощности обратного рассеяния от расстояния при $\alpha = 0.2; 1; 5; 10; 15$ дБ/км (рис. 1) и $\alpha = 15; 20; 30; 40$ дБ/км (рис. 2), зависимости мощности обратного рассеяния от расстояния при наличии разрыва и различной доле мощности сигнала обратного рассеяния ($S_{отр}$), захватываемой апертурой волокна (рис.3).

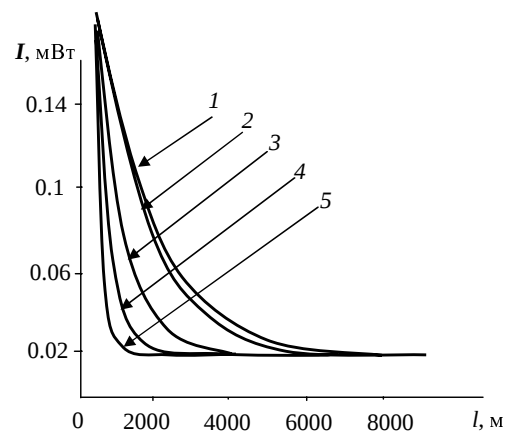


Рис. 1. Зависимость мощности обратного рассеяния от коэффициента затухания: $a = 0.2(1), 1(2), 5(3), 10(4), 15(5)$ дБ/км

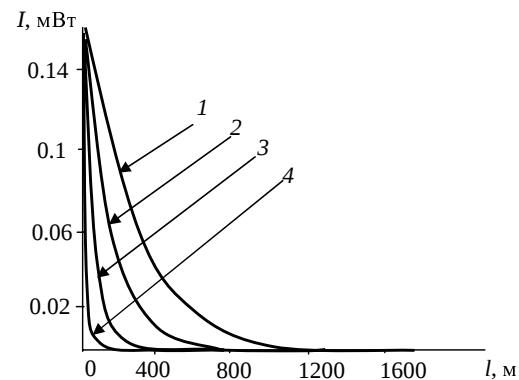


Рис. 2. Зависимость мощности обратного рассеяния от коэффициента затухания: $a = 15(1), 20(2), 30(3), 40(4), 15(5)$ дБ/км

Удалось оценить, что при затухании больше 15 дБ/км измерение на длинах волокон, превышающих 1000 м, нецелесообразно. Так как мощность отраженного импульса во много раз больше рассеянного излучения, то измерение расстояния до разрывов и измерение длины волокна можно производить на больших расстояниях, чем поиск мест локальных неоднородностей, потерь на неоднородностях и определения

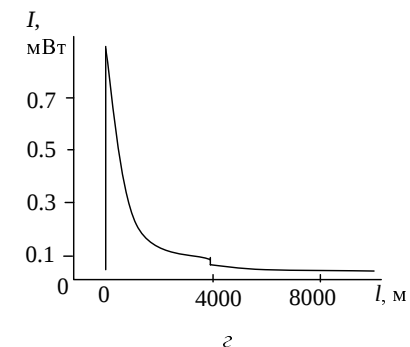
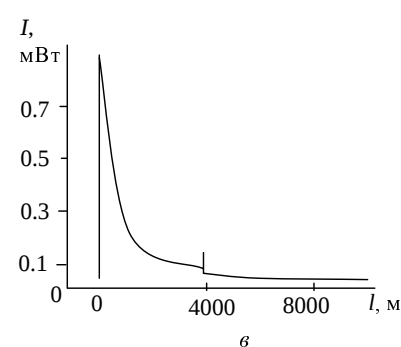
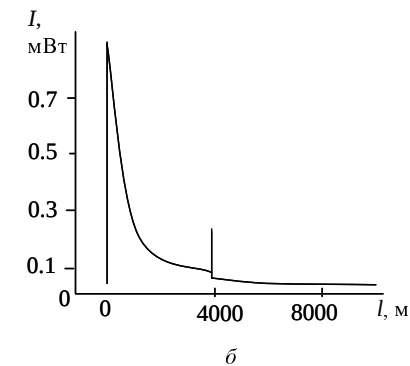
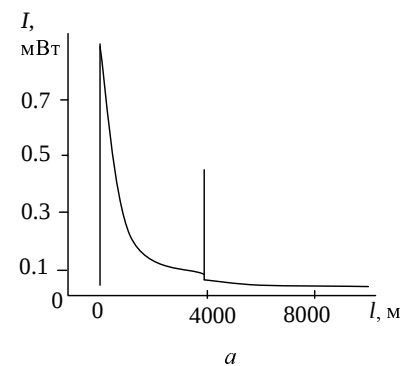


Рис. 3. Зависимость сигнала обратного рассеяния для волоконного световода с разрывом при $S_{отр} = 0.5(a), 0.3(б), 0.1(в), 0.01(г)$

коэффициента затухания, не применяя специальных методов выделения сигнала из шума. При малых $S_{отр}$ отличить отраженный импульс от рассеянного на неоднородности сложно, для этого необходимо применять специальные методы нахождения перегибов на кривой обратного рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорянц В. В., Чаморовский Ю. К. Исследование характеристик волоконных световодов методом обратного рассеяния // Радиотехника. 1982. Т. 37, № 2. С. 147–154.