

07;12

Влияние фазовой самомодуляции на вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна в волоконно-оптических линиях связи

© В.Ю. Голышев, Е.А. Жуков, И.Э. Самарцев, Д.Г. Слепов

Научно-техническое объединение „ИРЭ-Полус“,
141120 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: mail@ntoire-polus.ru

(Поступило в Редакцию 27 августа 2003 г. В окончательной редакции 9 декабря 2003 г.)

Экспериментально исследовано вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) в волоконно-оптической линии связи при больших мощностях передаваемого сигнала. Порог ВРМБ не обнаружен при увеличении мощности до 400 мW. Это объясняется влиянием другого нелинейного эффекта — фазовой самомодуляции (ФСМ). Построена аналитическая модель развития ВРМБ в одномодовом световоде с учетом ФСМ. Сделана теоретическая оценка мощности спонтанного рассеяния, которая оказывается существенно ниже значений, получаемых без учета фазовой самомодуляции. Построен график зависимости эффективности ВРМБ от ширины спектра сигнала на входе линии. Показано, что при начальной ширине спектра сигнала выше некоторого порогового значения влияние вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна пренебрежимо мал.

Введение

Для повышения дальности передачи информации в современных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) используются эрбиевые усилители, работающие на длинах волн вблизи 1.5 микрона. Однако при увеличении мощности передаваемого сигнала в световоде возникают различные нелинейные явления: вынужденное комбинационное рассеяние, фазовая самомодуляция и фазовая кроссмодуляция, вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), четырехволновое смещение [1,2]. Данная работа посвящена изучению ограничений, накладываемых ВРМБ на дальность оптической связи в волокне.

Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна происходит на акустических колебаниях среды и имеет очень узкий спектр усиления $\Gamma \approx 20$ МГц. При достижении некоторого критического значения по входной мощности сигнала может начаться интенсивное рассеяние света в обратном направлении, приводящее к деградации качества связи. Поэтому уровень передаваемой мощности всегда должен быть меньше этого порога.

В работе [3] вводится определение критической мощности ВРМБ P_{crit} , являющегося накачкой для стокового обратного излучения, в приближении, не учитывающем истощение сигнала. Она определяется как входная мощность накачки, для которой мощность ВРМБ в начале световода равна входной мощности накачки. Для типичных параметров одномодового волокна она равна

$$P_{\text{crit}} \approx 21 \frac{\alpha A}{g_0}. \quad (1)$$

Определения всех величин в формуле (1) и их значения для стандартного одномодового связанного волокна в диапазоне длин волн вблизи 1.5 микрона даны в таблице.

Порог ВРМБ зависит не только от параметров световода, но и от ширины линии сигнала [4–6]. Если

спектры коэффициента усиления $g(\nu)$ и накачки имеют лоренцев профиль, то для порогового значения мощности по-прежнему справедлива формула (1), но пиковое усиление дается выражением

$$g_0^{\text{eff}} \approx \frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma_p} g_0, \quad (2)$$

где Γ_p — ширина линии накачки, величина Γ определена в таблице.

Таким образом, в случае $\Gamma_p \gg \Gamma$ ВРМБ усиление уменьшается в Γ_p/Γ раз.

В общем случае коэффициент усиления ВРМБ, а следовательно и пороговое значение мощности, определяется сверткой спектра вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна и спектра излучения накачки [4,5]. В связи с этим тип модуляции (амплитудная, фазовая или частотная) также играет существенную роль. В [7] подробно рассмотрены различные типы модуляции передаваемого сигнала. В работах [5,8] получены зависимости коэффициентов усиления для амплитудной,

Значения используемых параметров

Параметр	Значение
Коэффициент потерь световода α	$5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$
Нелинейный коэффициент γ	$1.621 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
Число поперечных мод световода M	2
Температура T	300 К
Полная ширина спектра ВРМБ	$2 \cdot 10^7 \text{ Hz}$
усиления на половине высоты Γ	
Пиковое значение коэффициента усиления ВРМБ g_0	$4 \cdot 10^{-11} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}$
Эффективная площадь поперечного сечения жилы волокна A	$5 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$
Частота акустических фононов ν_B	$1.11 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$
Частота излучения накачки ν_p	$1.93 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$

фазовой и частотной модуляции входного сигнала от скорости передачи данных в оптическом волокне. Рассчитанные на основании этих результатов значения пороговых мощностей для входных сигналов с амплитудной модуляцией и для различных скоростей передачи данных (622, 1000, 1250, 2500 Mbit/s) составляют около 15 dBm.

Эксперимент

Мы провели измерение порога ВРМБ в одномодовом световоде длиной 200 km. При этом в качестве источника использовался немодулированный лазерный диод с распределенной обратной связью с длиной волны излучения 1550 nm и шириной спектра около 50 MHz. На рис. 1 соответствующая зависимость мощности сигнала на выходе волокна от подаваемой на вход мощности приведена сплошной линией. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными значениями порога. Для непрерывного сигнала рассчитанное нами пороговое значение мощности составило около 9.7 dBm.

Штриховой линией на рис. 1 показана аналогичная зависимость при передаче чередующейся последовательности нулей и единиц на скорости 2500 Mbit/s. Порог ВРМБ при прямой модуляции лазерного диода в исследуемом диапазоне мощностей входного сигнала (от 1 до 400 mW) достигнут не был, что не соответствует теоретическим оценкам (18–19 dBm). Мы объясняем это уширением спектра передаваемого сигнала, которое вызвано фазовой самомодуляцией.

Фазовая самомодуляция возникает вследствие зависимости показателя преломления нелинейной среды от интенсивности излучения. ФСМ приводит к спектральному уширению оптических импульсов [6]. Формы спектров сигнала после прохождения 200 km световода, полученные при помощи оптического анализатора, представлены на рис. 2. Различные кривые соответствуют изменению мощности излучения, заводимого в линию от 3 до 25.5 dBm. Как видно, с увеличением мощности на входе линии спектр сигнала значительно уширяется в основании центрального пика. Уширение самого

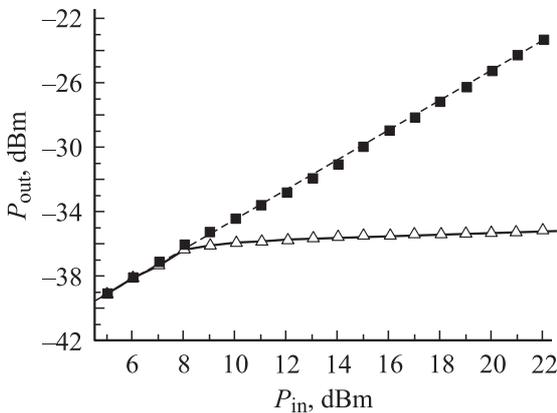


Рис. 1. Прохождение излучения через волоконный световод длиной 200 km. P_{in} — входная мощность оптического излучения. P_{out} — выходная мощность оптического излучения.

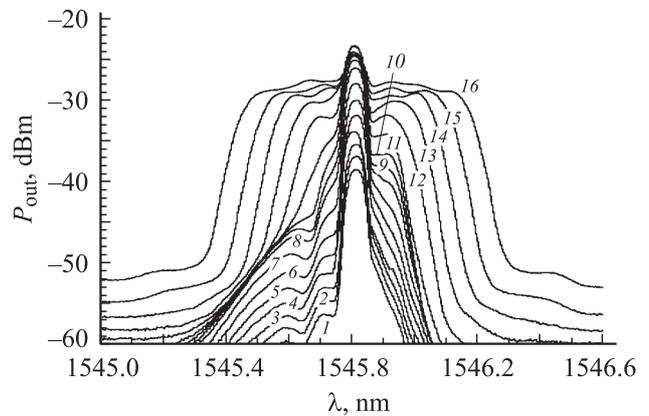


Рис. 2. Спектры сигнала на выходе одномодового волокна длиной 200 km при передаче единичной последовательности импульсов со скоростью 2500 Mbit/s. Входная оптическая мощность: 1 — 3, 2 — 4.5 и т.д. (с шагом 1.5 dB), 16 — 25.5 dBm.

центрального пика происходит в пределах разрешения анализатора (0.1 nm).

Ранее при расчетах пороговых мощностей ВРМБ влияние фазовой самомодуляции не рассматривалось. Нами была построена аналитическая модель развития ВРМБ, учитывающая эффект ФСМ, на основании которой проведен теоретический расчет критической мощности в длинных линиях связи ($L \gg \alpha^{-1}$).

Аналитическая модель

Считаем, что волна накачки распространяется в направлении $+z$ волоконного световода длины L , а стоксовая волна — в направлении $-z$. Согласно [3,8], дифференциальное уравнение для спектральной плотности числа стоксовых фотонов N_s можно записать в виде

$$\left(\frac{d}{dz} - \alpha\right) N_s(z, \nu_s) = -\frac{1}{A} [g(\nu) \otimes P_p(z, \nu)]_{\nu_s} \times (N_s(z, \nu_s) + 1), \quad (3)$$

где $P_p(z, \nu)$ — спектральная плотность мощности накачки, $g(\nu)$ — спектр ВРМБ усиления, символ \otimes обозначает свертку спектральных функций.

В отсутствие сигнала на конце световода решение уравнения (3) есть

$$N_s(0, \nu_s) = \frac{1}{A} \int_0^L d\xi [g(\nu) \otimes P_p(\xi, \nu)]_{\nu_s} \times \exp\left\{\frac{1}{A} \int_0^\xi d\eta [g(\nu) \otimes P_p(\eta, \nu)]_{\nu_s} - \alpha\xi\right\}. \quad (4)$$

Тогда полная мощность стоксового излучения в начале световода будет равна

$$P_s(0) = M \left(1 + \frac{k_B T}{h\nu_B} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_s \cdot h\nu_s N_s(0, \nu_s), \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Как показано в работах [9,10], при больших мощностях накачки спектр ВРМБ усиления является линейной комбинацией лоренцевой и гауссовой кривых. Для упрощения вычислений мы полагаем, что спектр ВРМБ усиления имеет форму Гаусса

$$g(\nu) = g_0 \exp \left\{ -4 \ln 2 \frac{(\nu - \nu_B)^2}{\Gamma^2} \right\}. \quad (6)$$

В качестве накачки рассмотрим последовательность гауссовых импульсов с пиковой мощностью $P_p(\xi)$ и периодом следования τ . Легко получить спектр мощности накачки

$$P_p(\xi, \nu) = \frac{P_p(\xi)}{4\pi\tau \langle \nu^2 \rangle_\xi} \exp \left\{ -\frac{(\nu - \nu_p)^2}{2\langle \nu^2 \rangle_\xi} \right\}, \quad (7)$$

где $\langle \nu^2 \rangle_\xi$ есть среднеквадратичная ширина спектра одного импульса.

Как показано в Приложении, основной вклад в интеграл (5) определяется значениями $P_p(z, \nu)$ и $g(\nu)$ вблизи своих максимумов. Поэтому конкретный вид спектральных функций не существен. Для удобства вычислений мы выбрали гауссовское представление.

В отсутствие истощения накачки за счет ВРМБ $P_p(z) = P_p(0) \exp\{-\alpha z\}$. Ширина спектра накачки увеличивается по длине световода вследствие фазовой самомодуляции и задается формулой [6]

$$\langle \nu^2 \rangle_z = \langle \nu^2 \rangle_0 \left(1 + \frac{4}{3^{3/2}} \left(\frac{\gamma}{\alpha} P_p(0) \right)^2 (1 - \exp\{-\alpha z\}^2) \right), \quad (8)$$

где $\langle \nu^2 \rangle_0$ — среднеквадратичная ширина спектра накачки в начале световода.

Вычисление (5) с учетом (4), (6)–(8) сделано в Приложении. Мы приведем окончательный результат

$$P_s(0) = \Psi(\chi) \cdot P_p(0), \quad (9)$$

где эффективность преобразования мощности накачки в стоксовое излучение задается выражением

$$\Psi(\chi) = M k_B T \frac{2\pi^{3/2}}{3^{3/4}} \frac{\nu_p}{\nu_B} \sqrt{\frac{\Gamma\chi}{\tau}} \frac{\gamma}{\alpha} G(\chi)^{-3/2} \exp G(\chi), \quad (10)$$

где $\chi = \langle \nu^2 \rangle_0 \tau / \Gamma$ — нормированная среднеквадратичная ширина спектра накачки,

$$G(\chi) = \frac{3^{3/4}}{32} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{g_0}{\gamma A} \frac{1}{\chi}.$$

График зависимости $\Psi(\chi)$ приведен на рис. 3. При расчете использовались параметры, указанные в таблице.

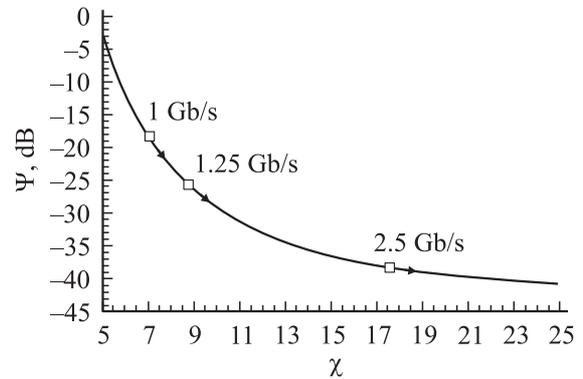


Рис. 3. Эффективность преобразования мощности накачки в ВРМБ как функция нормированной среднеквадратичной ширины спектра накачки в начале световода.

Воспользуемся определением критической мощности ВРМБ, введенным в работе [3]: $P_{crit} = P_p(0) = P_s(0)$. Принимая во внимание баланс мощностей, это определение имеет смысл только для решения, полученного без учета истощения накачки за счет обратного рассеяния. При $\Psi = 1$ соответствующая случаю порога величина нормированной среднеквадратичной ширины спектра накачки равна $\chi_{cr} = 4.8$, а битовая скорость — $B_{cr} = 680$ Mbit/s. С увеличением скорости передачи данных эффективность преобразования накачки резко уменьшается, а порог ВРМБ не может быть достигнут при сколь угодно больших мощностях. В этом случае нелинейное уширение спектра накачки „доминирует“ над процессом ВРМБ. Таким образом, для скоростей передачи данных выше 1 Gbit/s и достаточно больших мощностей сигнала (выражение (10) получено в приближении $P_p(0) \gg 35$ mW) рассеяние Мандельштама–Бриллюэна в ВОЛС пренебрежимо мало.

На графике 3 квадратами обозначены значения величины Ψ , рассчитанные для различных битовых скоростей передачи данных в ВОЛС. Для оценки среднеквадратичной ширины спектра гауссовской импульсной накачки использовалась формула [6] $\langle \nu^2 \rangle_0 \approx 2(\frac{B}{\pi})^2 \ln 2$. Заметим, что полученные значения эффективности ВРМБ завышены. Это обусловлено следующим: во-первых, передаваемые импульсы имеют более крутые фронты по сравнению с гауссовым импульсом, особенно при низких скоростях передачи данных. Во-вторых, в случае прямой модуляции лазерного диода, являющегося источником сигнала, его линия генерации приобретает chirпированную структуру, еще больше уширяющую спектр излучения. Поэтому уже для скоростей передачи информации порядка 622 Mbit/s эффект ВРМБ достаточно мал.

Заключение

В настоящей работе предложена аналитическая модель ВРМБ в волоконно-оптической линии связи, учитывающая влияние эффекта фазовой самомодуляции, и

приведены результаты теоретического расчета. Показано, что мощность стоксового рассеяния существенно уменьшается из-за уширения спектра сигнала, обусловленного ФСМ. В связи с этим эффективность преобразования накачки уменьшается при увеличении начальной ширины спектра излучения на входе линии. Оценен верхний предел эффективности в стандартном одномодовом световоде в диапазоне 1.5 микрона при различной битовой скорости передачи информации. Если среднеквадратичная ширина спектра $\chi = \tau \langle v^2 \rangle_0 / \Gamma$ больше 6, а битовая скорость выше 622 Mbit/s, вынужденное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна пренебрежимо мало (эффективность меньше 6.6%). В данном случае нелинейное уширение, вызванное ФСМ, „доминирует“ над процессом ВРМБ. Полученные результаты могут быть полезны при проектировании современных волоконно-оптических систем дальней связи.

Приложение

Подставляя (4), (6)–(8) в (5), производя замену переменных $x = 1 - \exp\{-\alpha\xi\}$, $y = 1 - \exp\{-\alpha\eta\}$, $f = v/\sqrt{2\langle v^2 \rangle_0}$ и учитывая, что $h(v_p - v_B)(1 + \frac{k_B T}{h\nu_B}) \approx \frac{v_p}{v_B} k_B T$, $1 - \exp\{-\alpha L\} \approx 1$ и $\sqrt{\langle v^2 \rangle_0} \gg \Gamma/\sqrt{8 \ln 2} \approx 8.5$ МГц, получим

$$\begin{aligned}
 P_s(0) &= Mk_B T \frac{v_p}{v_B} \frac{g_0 P_p(0)}{\alpha A} \frac{\Gamma}{4\tau \sqrt{2\pi \langle v^2 \rangle_0 \ln 2}} \\
 &\times \int_{-\infty}^{+\infty} df \int_0^1 dx \frac{1-x}{1 + \frac{4}{3^{3/2}} (\frac{2}{\alpha} P_p(0)x)^2} \\
 &\times \exp \left\{ -\frac{f^2}{1 + \frac{4}{3^{3/2}} (\frac{2}{\alpha} P_p(0)x)^2} \right\} \\
 &\times \exp \left\{ \frac{g_0 P_p(0)}{\alpha A} \frac{\Gamma}{8\tau \langle v^2 \rangle_0 \sqrt{\pi \ln 2}} \right. \\
 &\times \int_0^x dy \frac{1}{1 + \frac{4}{3^{3/2}} (\frac{2}{\alpha} P_p(0)y)^2} \\
 &\left. \times \exp \left\{ -\frac{f^2}{1 + \frac{4}{3^{3/2}} (\frac{2}{\alpha} P_p(0)y)^2} \right\} \right\}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Считаем, что пиковое значение показателя второй экспоненты много больше единицы

$$G = \frac{3^{3/4}}{32} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{g_0}{\gamma A} \frac{1}{\chi} \gg 1.$$

Для параметров, указанных в таблице, это выполняется при $\chi = \tau \langle v^2 \rangle_0 / \Gamma \ll 75$. В этом случае для оценки интегралов по переменным f и x можно применить

метод Лапласа. Основной вклад в интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} df \int_0^1 dx \cdot u(f, x) \exp\{Gh(f, x)\}$$

при $G \gg 1$ будет в окрестности точек, где положительная функция $h(f, x)$ максимальна, т.е. около $f = 0$ и $x = 1$. Раскладывая функцию $h(f, x)$ в ряд Тейлора в окрестности точек максимума и ограничиваясь членами разложения f^2 и $x - 1$, производим интегрирование по переменным f и x . Окончательный результат (9) приведен для случая

$$P_p(0) \gg \frac{3^{3/4}}{2} \frac{\alpha}{\gamma} \approx 35 \text{ mW}.$$

Список литературы

- [1] *Stolen R.H.* // Proc. IEEE. 1980. Vol. 68. P. 1232.
- [2] *Chraplyvy A.R.* // J. Lightwave Technology. 1990. Vol. 8. P. 1548.
- [3] *Smith R.G.* // Appl. Optics. 1972. Vol. 11. P. 2489.
- [4] *Lichtman E., Friesem A.A.* // Optics Commun. 1987. Vol. 64. P. 544.
- [5] *Aoki Ya., Tajima K., Mito I.* // J. Lightwave Technology. 1988. Vol. 6. P. 710.
- [6] *Agrawal G.P.* Nonlinear Fiber Optics. London: Academic Press, 1995.
- [7] *Cotter D.* // Electronics Lett. 1982. Vol. 18. P. 504.
- [8] *Lichtman E., Waarts R.G., Friesem A.A.* // J. Lightwave Technology. 1989. Vol. 7. P. 171.
- [9] *Gaeta A., Boyd R.W.* // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 44. P. 3205.
- [10] *Bao X. et al.* // Optics Lett. 1999. Vol. 24. P. 510.