

Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына
кафедра оптики и спектроскопии физического факультета

В. Г. Воронин, О. Е. Наний

Основы нелинейной волоконной оптики

Учебное пособие

Москва
«Университетская книга»
2011

УДК 535
ББК 22.343
В75

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук профессор Короленко П. В.
доктор физ.-мат. наук с.н.с. Одинцов В. И.

*Рекомендовано в качестве учебного пособия
для студентов кафедры оптики и спектроскопии
физического факультета МГУ*

Воронин В. Г., Наний О. Е.

В75 Основы нелинейной волоконной оптики : учебное пособие /
В. Г. Воронин, О. Е. Наний. — М. : Университетская книга,
2011. — 128 с. : табл., ил.

ISBN 978-5-91304-212-5

Данный курс лекций «Основы нелинейной волоконной оптики» читается студентам кафедры оптики и спектроскопии физического факультета МГУ в 10-м семестре. Изложены особенности нелинейных эффектов в волоконных световодах и распространение световых волн в нелинейных режимах. Рассмотрены эффекты фазовой самомодуляции, фазовой кросс-модуляции, четырехволнового смешения, вынужденного комбинационного рассеяния, вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Описано распространение солитонов, сверхкоротких и предельно коротких оптических импульсов в световодах, влияние нелинейных эффектов в оптических системах связи, рассмотрены высоко-нелинейные волокна, включая микроструктурированные световоды.

УДК 535
ББК 22.343

ISBN 978-5-91304-212-5

© НИИЯФ МГУ, 2011
© МГУ, 2011
© Воронин В. Г., Наний О. Е., 2011
© Издательство КДУ,
обложка, 2011.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Глава 1. Общие положения.	4
Глава 2. Эффективность нелинейных процессов в воло- конных световодах.	15
Глава 3. Фазовая самомодуляция.	18
Глава 4. Совместное действие фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей.	24
4.1. Влияние фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей в области нормальной дисперсии.	24
4.2. Влияние фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей в области аномальной дисперсии. Солитон.	27
Глава 5. Фазовая кросс-модуляция.	31
5.1. Взаимодействие волн с разными частотами и совпадающими поляризациями.	31
5.2. Связь между компонентами вектора поляризации одной волны. Нелинейное двулучепреломление.	34
5.3. Оптический эффект Керра.	35
Глава 6. Четырехволновое смещение.	38
Глава 7. Вынужденное комбинационное рассеяние.	54
Глава 8. Вынужденное рассеяние Мандельштама- Бриллюэна.	65
Глава 9. Получение и распространение по световодам сверхкоротких и предельно коротких оптических импульсов.	74
9.1. Сжатие (компрессия) оптических импульсов.	74
9.2. Учет дисперсионных и нелинейных эффектов высших порядков при распространении по световоду сверхкоротких и предельно коротких оптических импульсов.	76
Глава 10. Нелинейные эффекты в оптических системах связи.	90
Глава 11. Высоконелинейные волокна.	119
Литература.	126

Глава 1.

Общие положения

При увеличении интенсивности света отклик любого диэлектрика на световое воздействие становится нелинейным, и оптические волоконные световоды не составляют исключения.

Нелинейность приводит к самовоздействию световых волн, к генерации новых частот и обмену энергией между различными спектральными составляющими. В этом состоит существенное отличие от линейного режима, при котором спектр сигнала в световоде вдали от резонансных частот поглощения (а именно этот случай и будет рассматриваться ниже) остается практически неизменным.

Нелинейная поляризация содержит вклад, обусловленный электронной поляризуемостью, который можно считать локальным и, в первом приближении, мгновенным (время отклика меньше фемтосекунды), а также вклад молекулярной (ионной) поляризуемости, который нельзя считать локальным и мгновенным. Локальные и мгновенные нелинейности можно описать как параметрические эффекты, приводящие к возникновению нелинейных поправок к показателю преломления. Не мгновенные и не локальные эффекты приводят к явлениям вынужденного неупругого рассеяния света.

К нелинейным эффектам, при изучении которых в качестве нелинейной среды широко использовались оптические волокна, относятся нелинейное преломление (частным случаем которого является фазовая самомодуляция (ФСМ)), фазовая кросс-модуляция (ФКМ), четырехволновое смешение (ЧВС) (частным случаем которого является генерация третьей гармоники), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Нелинейное преломление обусловлено параметрическими эффектами (мгновенными и локальными). ВКР связано с не-мгновенным откликом среды на внешнее электрическое поле и

вызвано возбуждением молекулярных колебаний. ВРМБ связано как с не мгновенностью, так и с не локальностью отклика среды на внешнее электрическое поле. Оно обусловлено возбуждением упругих гиперзвуковых волн в кварцевом стекле.

В условиях, когда нелинейный отклик обусловлен электронной поляризуемостью и мал по сравнению с линейным, поляризацию $\bar{P}$ можно разложить в ряд по степеням поля. Индуцированная поляризация $\bar{P}$ состоит из двух частей: $\bar{P} = \bar{P}_l + \bar{P}_{nl}$, где $\bar{P}_{nl} \ll \bar{P}_l$.

Нелинейная поляризация $\bar{P}_{nl}$ равна:

$$\bar{P}_{nl} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(2)} : \bar{E}\bar{E} + \chi^{(3)} : \bar{E}\bar{E}\bar{E} + \dots \right), \quad (1.1)$$

где ε_0 - электрическая постоянная, а $\chi^{(j)}$ - тензор нелинейной восприимчивости.

Так как в кварцевых стеклах молекула SiO_2 обладает центром симметрии, то $\chi^{(2)} = 0$. Поэтому в оптических световодах на основе кварцевого стекла не должны иметь место эффекты второго порядка. Однако примеси внутри волокна или различные воздействия, приводящие к нарушению симметрии инверсии, при определенных условиях могут вызывать проявления эффектов второго порядка, в частности, генерации второй гармоники.

Кубичная нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}$ - комплексная, зависящая от частоты функция (аналогично линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$). Так, например, для трех световых волн с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, индуцирующих нелинейную поляризацию на частоте $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$, компонента тензора $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4)$ имеет вид

$$\begin{aligned}
& \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3) = \\
& = \frac{N}{\varepsilon_0 \hbar^3} \sum_{g,g',n,n'} \left[\frac{\langle g|er_i|n \rangle \langle n|er_j|g \rangle \langle n'|er_k|n \rangle \langle n|er_l|n' \rangle}{(\omega_4 - \omega_{ng} + i\Gamma_{ng})(\omega_1 - \omega_{ng} + i\Gamma_{ng})(\omega_1 + \omega_2 - \omega_{n'g} + i\Gamma_{n'g})} + \right. \\
& \left. + \frac{\langle g|er_i|n' \rangle \langle n|er_j|g \rangle \langle g'|er_l|n \rangle \langle n'|er_k|g' \rangle}{(\omega_4 - \omega_{n'g} + i\Gamma_{n'g})(\omega_1 - \omega_{ng} + i\Gamma_{ng})(\omega_1 - \omega_3 - \omega_{gg'} + i\Gamma_{gg'})} + \dots \right] \rho_{gg}^0
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Числитель является произведением четырех матричных элементов переходов между энергетическими уровнями материала, обозначенными n, n', g, g' . Знаменатель – произведение трех сомножителей, два из которых являются алгебраической суммой частот полей, участвующих в нелинейном процессе, и частоты перехода между уровнями материала. Последний сомножитель содержит комбинационную частоту. Обратная величина третьего члена каждого сомножителя в знаменателе, например, Γ_{ng}^{-1} - время поперечной релаксации между состояниями $|n\rangle$ и $|g\rangle$. i, j, k, l - это x и y , характеризующие поляризацию поля. N – число атомов или молекул в единице объема, ρ_{gg}^0 - распределение Больцмана или Ферми.

В общем случае одна компонента тензора $\chi_{ijkl}^{(3)}$ имеет 48 слагаемых, отличающихся друг от друга перестановкой членов с индексами $ijkl$ и изменением знаков частот, согласно диаграммам Фейнмана.

Мы рассматриваем оптические поля видимого и ближнего инфракрасного диапазонов, как для исходных частот, так и для частот, реализуемых в процессе их нелинейного взаимодействия. Это область оптической прозрачности кварца.

Резонансные длины волн кварца в коротковолновой части составляют 0,068 мкм и 0,1162 мкм. Поэтому для сомножителей знаменателя кубичной нелинейной восприимчивости имеют место соотношения $|\omega_{1,2,3,4} \pm \omega_{ng}| \gg \Gamma_{ng}$.

А также для суммы двух любых частот из ряда $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, например, $|\omega_1 + \omega_2 - \omega_{ng}| \gg \Gamma_{ng}$ (см. третий сомножитель в знаменателе первого члена в 1.2). Частоты ω_{ng} соответствуют частотам для резонансных длин волн 0,068 мкм и 0,1162 мкм. Если еще и для комбинационных частот выполняется соотношение $|\omega_1 - \omega_3 - \omega_{gg'}| \gg \Gamma_{gg'}$ (см. третий сомножитель в знаменателе второго члена в 1.2), то мнимыми слагаемыми в знаменателе $\chi_{ijkl}^{(3)}$ можно пренебречь и такие члены кубичной восприимчивости можно считать действительными (нерезонансные члены).

Если же комбинационная частота оказывается близкой к частоте колебательной моды или гиперзвука в кварце, например, $\omega_1 - \omega_3 - \omega_{gg'} \approx 0$, то такой член в кубичной нелинейной восприимчивости оказывается чисто мнимым (резонансный член).

Действительная (нерезонансная) часть нелинейной восприимчивости описывает синфазную компоненту поляризации и определяет вклад в изменение показателя преломления, пропорциональное световой интенсивности.

Мнимая (резонансная) часть ответственна за поглощение и усиление сигналов.

Для сравнения отметим, что в линейной восприимчивости действительная часть определяет показатель преломления, а мнимая часть – линейный коэффициент поглощения.

Такие нелинейные процессы, как ФСМ, ФКМ, нелинейное двулучепреломление и ЧВС, обусловлены нерезонансной частью нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$.

Эффекты ВКР и ВРМБ определяются ее резонансной частью.

Таким образом, из приведенного выше следует, что в кубичной нелинейной восприимчивости всегда присутствует нерезонансная часть. Наличие или отсутствие резонансных членов зависит от соотношения комбинационных частот, возникающих на основе $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ и частот колебательной моды, гиперзвука и др.

Выше речь шла об одной компоненте тензора $\chi_{ijkl}^{(3)}$. В общем случае тензор четвертого ранга $\chi_{ijkl}^{(3)}$ имеет 81 компоненту. В изотропной среде, которой является кварцевый световод, при распространении волн вдоль оси световода – оси z , из 81 компоненты тензора кубичной нелинейной восприимчивости ненулевыми компонентами являются:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)}, \chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)}, \chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)}.$$

Кроме того, имеет место соотношение изотропии:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}. \quad (1.3)$$

В кварцевых световодах для нелинейных процессов, имеющих электронное происхождение, три компоненты в правой части равенства (1.3) почти одинаковы по величине.

Поскольку, в общем случае, как линейный, так и нелинейный отклики не являются мгновенными, а характеризуются запаздыванием по отношению к полю, то P_L и $P_{нл}$ связаны с электрическим полем соотношениями

$$\bar{P}_L(\bar{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \bar{E}(\bar{r}, t') dt' \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_{нл}(\bar{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \bar{E}(\bar{r}, t_1) \times \\ \times E(\bar{r}, t_2) E(\bar{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \end{aligned}$$

Так как фурье-образ свертки равен произведению фурье-образов, то в фурье-пространстве $\bar{P}_л(\bar{r}, \omega)$ и $\bar{P}_{нл}(\bar{r}, \omega)$ при самовоздействии имеют вид:

$$\bar{P}_л(\bar{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \bar{E}(\bar{r}, \omega) \quad (1.5)$$

$$\bar{P}_{нл}(\bar{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) |\bar{E}(\omega)|^2 \bar{E}(\omega)$$

Зависимость линейной и кубичной восприимчивостей от частоты определяют дисперсию линейной и нелинейной индуцированных поляризаций.

В дальнейшем будут использованы представления полей и поляризаций как во временном, так и в фурье-пространствах.

Ряд нелинейных эффектов в волоконных световодах (таких, например, как ФСМ и ФКМ) возникает из-за нелинейности преломления, т.е. его зависимости от интенсивности:

$$n(\omega, |E|^2) = n_0 + \Delta n = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 = n_0(\omega) + n'_2 I, \quad (1.6)$$

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n |E|^2$$

где n_0 - показатель преломления в линейном режиме,

Δn - наведенный полем показатель преломления,

n_2, n'_2 - нелинейный коэффициент преломления,

$|E|^2, I$ - квадрат модуля поля и интенсивность поля внутри волокна.

Нелинейный коэффициент преломления связан с кубичной восприимчивостью соотношением

$$n_2 = \text{Re} \frac{3}{8n_0} \chi_{xxxx}^{(3)}.$$

Предполагается, что электрическое поле линейно поляризовано, так что только одна компонента $\chi_{xxxx}^{(3)}$ тензора четвертого ранга вносит вклад в показатель преломления.

Размерность кубичной нелинейной восприимчивости в системе СИ - $\frac{M^2}{B^2}$. Размерность $n_2 - \frac{M^2}{B^2}$, $n'_2 - \frac{M^2}{Bm}$.

При распространении оптических сигналов по волоконным световодам необходимо использовать теорию распространения электромагнитных волн в нелинейной среде с дисперсией.

Уравнения Максвелла, описывающие распространение световых полей с учетом нелинейных эффектов, в системе СИ приводятся к виду:

$$\Delta \bar{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{dt^2} = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 \bar{P}_l}{dt^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}_{нл}}{dt^2} \right) \quad (1.7)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ - скорость света в вакууме, ϵ_0, μ_0 - электрические и магнитные постоянные.

$$\epsilon_0 \approx (1/36\pi) \cdot 10^{-9} \frac{A \cdot c}{B \cdot m}$$

$$\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{B \cdot c}{A \cdot m}.$$

Линейно поляризованное электрическое поле в световоде может быть представлено в следующем виде

$$\bar{E}(\vec{r}, t) = \bar{x} \frac{1}{2} \{ F(x, y) \cdot A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + \text{компл. сопр.} \}, \quad (1.8)$$

где $\bar{x}$ - единичный вектор поляризации, ω_0, β_0 - центральная частота в спектре сигнала и продольная постоянная распространения на этой частоте, $F(x, y)$ - распределение поля моды по сечению световода, а $A(z, t)$ - огибающая световой волны. Дальнейшее рассмотрение проводится при следующих допущениях. Во всех случаях, если это специально не оговаривается в тексте, рассматриваются одномодовые

световоды без анизотропии, и оптическое излучение считается линейно поляризованным. Деполяризация излучения в реальных волоконных световодах учитывается введением поправочных коэффициентов. Это позволяет от векторного уравнения перейти к скалярному. Пренебрегается изменением поперечного распределения поля под воздействием нелинейных эффектов. Справедливость последнего обусловлена тем, что используемые интенсивности оптических полей в световоде создают наведенное полем изменение показателя преломления Δn (см. (1.6)) существенно меньше величины показателя преломления в линейном режиме n_0 , т.е. $\Delta n \ll n_0$.

Изменениям из-за дисперсии и нелинейности подвержена медленно меняющаяся по отношению к периоду оптической несущей огибающая световой волны $A(z, t)$.

Рассмотрение проводится во втором приближении теории дисперсии. Это значит, что в разложении постоянной распространения $\beta(\omega)$ по степеням $\Delta\omega$ учитываются члены до второго порядка малости. Нелинейный отклик полагается мгновенным, также не учитывается зависимость групповой скорости от интенсивности.

При этих допущениях из выражения (1.7) с учетом (1.1) для огибающей $A(z, t)$ в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса $V_g = \frac{d\omega}{d\beta}$, получаем:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1.9)$$

где α - коэффициент затухания, $\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$ - параметр дисперсии, $\gamma = \frac{n_2 \cdot \omega_0}{c \cdot S_{эфф}}$ - нелинейный коэффициент, $S_{эфф}$ -

эффективная площадь моды, время $T = t - \frac{z}{V_{zp}}$, c -скорость света.

При получении выражения (1.9) было использовано неравенство

$|\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}| \ll |\beta \frac{\partial A}{\partial z}|$, вытекающее из допущения о медленном изменении огибающей. Также предполагалось, что амплитуда импульса A нормирована так, что $|A|^2$ представляет собой оптическую мощность. Если n_2 выражается в единицах m^2/Bm , то величина $\gamma |A|^2$ измеряется в единицах m^{-1} .

Введя нормированное время $\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/V_{zp}}{T_0}$ и

нормированную амплитуду $U(z, \tau)$

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z) \cdot U(z, \tau), \quad (1.10)$$

где P_0 - пиковая мощность начального импульса, (1.9) приводится к следующему уравнению для нормированной амплитуды:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\operatorname{sgn}\left(\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}\right)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{nl}} |U|^2 U, \quad (1.11)$$

где $L_D = \frac{T_0^2}{|d^2 \beta / d\omega^2|}$ - дисперсионная длина, $L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}$ -

нелинейная длина.

Дисперсионная длина L_D и нелинейная длина L_{nl} характеризуют расстояния, на которых дисперсионные и нелинейные эффекты становятся важными для эволюции импульса вдоль длины световода L , а именно примерно в два раза увеличивается длительность импульса и ширина спектра первоначального импульса.

Уравнения (1.9) и (1.11) хорошо описывают распространение импульсов длительностью $T_0 \geq 1$ пс по кварцевым световодам с учетом дисперсии групповых скоростей (ДГС) и ФСМ.

ВРМБ и ВКР в этих уравнениях не учитываются. В практическом плане такая ситуация может быть реализована. Действительно, и ВРМБ, и ВКР являются пороговыми эффектами. Мощность импульса должна быть меньше этих порогов. Особенность заключается в том, что ВРМБ довольно низкопороговый эффект (~ 1 мВт) для непрерывного узкополосного (< 100 МГц) монохроматического излучения в длинных (более 10 км) световодах. С увеличением ширины спектра накачки порог ВРМБ возрастает. При импульсной передаче данных, характеризующейся шириной спектра значительно большей, чем 100 МГц, удастся повысить порог ВРМБ на два порядка и довести до 200 мВт.

ВКР более высокопороговый эффект (~ 1 Вт) для длинных световодов и импульсного излучения. Поэтому мощность импульса может быть выбрана такой, при которой ВКР ещё не может возникать из шумов. А ширина спектра импульса длительностью $T_0 \geq 1$ пс меньше 10^{12} Гц. Эта ширина такова, что затравочный импульс для ВКР-саморассеяния, отстоящий на 13,2 ТГц от центральной частоты исходного импульса и уменьшающий порог ВКР-генерации, ещё не возникает.

В уравнениях 1.9 и 1.11 учтена дисперсия во втором приближении и нелинейность в нулевом приближении.

Кубичная дисперсия и дисперсия более высокого порядка не учитываются, т.к. ширина спектра импульса $\Delta\omega$ значительно меньше центральной частоты ω_0 для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. Предполагается также, что $d^2\beta/d\omega^2 \neq 0$. Последнее верно для оптического сигнала с центральной длиной волны, не равной длине волны нулевой дисперсии (1,3 мкм в кварцевых световодах со ступенчатым профилем).

Ограничение нулевым порядком нелинейности (пренебрежение инерционностью нелинейности и зависимостью групповой скорости от интенсивности) также оправдано для длительностей импульсов $T_0 \geq 1\text{нс}$. Действительно, нелинейность, обусловленная ФСМ, имеет электронный характер, время отклика которого менее одной фемтосекунды, а влияние зависимости групповой скорости от интенсивности, которое приводит к укрупнению заднего фронта, тем меньше, чем меньше отношение периода оптической несущей к длительности импульса. В нашем случае при $T_0 \geq 1\text{нс}$ это отношение < 0.01 .

При длительности оптических импульсов $T_0 < 1\text{нс}$ пренебрежение некоторыми эффектами в уравнениях (1.9, 1.11) становится некорректным. Расширение спектра импульса приводит к возрастанию члена $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}\Delta\omega^3$, которым уже нельзя пренебрегать. Некорректным становится пренебрежение зависимостью групповой скорости светового импульса от интенсивности. Также некорректно пренебрегать комбинационным саморассеиванием, т.к. ширина спектра оптического импульса приближается к комбинационному сдвигу частоты. И, наконец, нелинейный отклик среды нельзя считать мгновенным, т.к. инерционность нелинейного отклика комбинационного рассеяния в кварцевых световодах находится в диапазоне десятков фемтосекунд.

Таким образом, уравнения (1.9, 1.11) должны быть модифицированы, чтобы адекватно описывать распространение импульсов короче 1пс по волоконным кварцевым световодам. Соответствующая модификация приведена в главе 9.

Глава 2.

Эффективность нелинейных процессов в волоконных световодах.

Величина нелинейного коэффициента преломления n_2' для кварцевых световодов принимает разные значения в зависимости от длины волны света, состава, концентрации и поперечного распределения легирующих примесей, длительности импульса. Для длины волны $\lambda = 1550$ нм значения n_2' находятся в пределах $(2,2 - 4) \times 10^{-20}$ м²/Вт.

Эта величина в кварце, по сравнению с другими нелинейными средами, по крайней мере, на 2 порядка меньше. То же относится к коэффициентам ВКР и ВРМБ усиления. Тем не менее, в кварцевых световодах нелинейные эффекты могут наблюдаться при относительно низких мощностях. Это возможно благодаря двум важным характеристикам световода, а именно: малого размера моды (несколько мкм для одномодового световода) и чрезвычайно низким потерям (≤ 1 дБ/км), что обеспечивает большие длины взаимодействий.

Дело в том, что эффективность нелинейного процесса определяется нелинейными коэффициентами и произведением $IL_{эфф}$, где I - оптическая интенсивность, $L_{эфф}$ - эффективная длина взаимодействия.

Световод позволяет существенно увеличить эффективную длину взаимодействия. В качестве примера сравним эффективность нелинейных процессов для случаев объемной неволноводной среды и волоконных световодов.

В случае объемной среды для реализации нелинейных эффектов излучение накачки с помощью линзы фокусируется в пятно радиусом r_0 . Из-за дифракции размер пятна увеличивается при распространении света по среде в соответствии с выражением

$$r(z) = r_0 [1 + (\lambda z / \pi r_0^2)^2]^{1/2} \quad (2.1)$$

В среде длиной L для пучка мощностью P произведение интенсивности I на эффективную длину взаимодействия будет равно.

$$I \cdot L_{\text{эфф}} = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{P}{\pi r^2(z)} dz < \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P}{\pi r^2(z)} dz = \frac{P}{\lambda} \quad (2.2)$$

Т.е. произведение $I \cdot L_{\text{эфф}}$ определяется мощностью излучения P и длиной волны света, и не зависит от степени фокусировки излучения в среду и от длины среды, поскольку при уменьшении r_0 увеличивается дифракционная расходимость излучения.

В случае волоконного световода дифракция полностью компенсируется рефракцией от отражающей оболочки, поэтому поперечные размеры излучения внутри световода неизменны по его длине и определяются радиусом сердцевины a . В этом случае длина взаимодействия $L_{\text{эфф}}$ ограничивается потерями световода α . Используя уравнение:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.3)$$

$$\text{где } I_0 = \frac{P}{\pi a^2}, \quad (2.4)$$

произведение

$$I L_{\text{эфф}} = \int_0^L \frac{P}{\pi a^2} e^{-\alpha z} dz = \frac{P}{\pi a^2} \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \right). \quad (2.5)$$

В видимой области спектра из-за низких потерь в световодах $\alpha L \gg 1$. Поэтому $L_{\text{эфф}} \approx 1/\alpha$, и эффективность нелинейного процесса в волоконном световоде может быть увеличена по сравнению с объемным материалом в число раз, равное

$$\frac{(I L_{\text{эфф}})_{\text{BC}}}{(I L_{\text{эфф}})_{\text{объем}}} = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha}. \quad (2.6)$$

При $\lambda = 0.53$ мкм и $\alpha = 2.5 \times 10^{-5}$ см⁻¹ (10 дБ/км) это отношение составляет величину $\sim 10^7$. Увеличение эффективности может быть и в 10^9 раз на длине волны вблизи 1.55 мкм, где световод имеет минимальные потери $\alpha = 5 \times 10^{-7}$ см⁻¹ (0.2 дБ/км). Именно это огромное увеличение эффективности нелинейных процессов в световодах делает оптические волноводы удобной нелинейной средой для наблюдения многочисленных нелинейных эффектов при относительно низких мощностях.

Следует заметить, что кроме потерь на рассеяние и поглощение, эффективная длина взаимодействия для целого ряда нелинейных процессов ограничена расстоянием, на котором обеспечиваются условия фазового синхронизма в данном процессе. Однако, даже в этих случаях, длина нелинейного взаимодействия в световодах оказывается существенно больше, чем дифракционная длина в объемном материале, что обеспечивает высокую эффективность нелинейных процессов.

Таким образом, стандартные световоды на основе кварцевого стекла, характеризующиеся невысокой нелинейностью относительно других материалов, обеспечивают увеличение эффективности нелинейных процессов за счет большой длины взаимодействия. В то же время для научных и ряда практических применений представляют интерес оптические волокна с существенно более высокой нелинейностью, чем стандартные кварцевые волокна. В последнее десятилетие было создано несколько новых видов волоконных световодов, относящихся к классу высоконелинейных оптических волокон. Нелинейные эффекты в таких волокнах настолько сильны, что наблюдаются в световодах длиной всего лишь несколько сантиметров.

Достижения в области создания высоконелинейных волокон и перспективы их практического применения описаны в Главе 11.

Глава 3.

Фазовая самомодуляция (ФСМ).

Эффект фазовой самомодуляции (ФСМ) состоит в следующем. При распространении импульса света по волоконному световоду показатель преломления зависит от интенсивности как в (1.6). Вследствие этого различные участки импульса с огибающей $A(z, t)$ из-за нелинейности показателя преломления испытывают различный дополнительный фазовый набег. Это приводит к частотной модуляции и к уширению спектра импульса (в отличие от линейной дисперсии, когда ширина спектра импульса остается неизменной).

Вначале рассмотрим случай, когда дисперсией групповых скоростей (ДГС) можно пренебречь ($L_{нл} \ll L_D$). Это верно для относительно длинных импульсов ($T_0 > 100$ пс) с пиковой мощностью $P_0 > 1$ Вт. Уравнение распространения (1.11) принимает вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{нл}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U. \quad (3.1)$$

Решение уравнения (3.1) имеет вид:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\Phi_{нл}(z, T)], \quad (3.2)$$

где $U(0, T)$ – амплитуда поля при $z = 0$, и

$$\Phi_{нл}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{эфф}}{L_{нл}} \right), \quad (3.3)$$

$$\text{где } z_{эфф} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)], \quad L_{нл} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (3.4)$$

Из выражений (3.2) и (3.3) следует, что ФСМ вызывает набег фазы, зависящий от интенсивности и z , тогда как форма

импульса, определяемая $|U(z, T)|^2$, и его длительность, остаются неизменными. Максимальный набег фазы возникает в центре импульса при $T = 0$. Пронормируем U так, что $|U(0, 0)| = 1$. Тогда $\Phi_{\text{макс}} = z_{\text{эфф}} / L_{\text{нл}} = \gamma P_0 z_{\text{эфф}}$. (3.5)

Таким образом, нелинейная длина $L_{\text{нл}}$ – это эффективная длина распространения, на которой $\Phi_{\text{макс}} = 1$.

Из выражения (3.3) следует, что нелинейный набег фазы повторяет форму огибающей импульса.

Мгновенная частота есть производная фазы по времени. Полная фаза импульса Φ с учетом линейной и нелинейной частей равна

$$\Phi(z, T) = -\omega_0 \left(T + \frac{z}{v_g} \right) + |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{\text{эфф}}}{L_{\text{нл}}} \right) \quad (3.6)$$

Отсюда мгновенная частота $\omega_{\text{мгн}}$ равна

$$\omega_{\text{мгн}} = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \omega_0 - \frac{\partial |U(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{\text{эфф}}}{L_{\text{нл}}} \quad (3.7)$$

Из (3.7) следует, что мгновенная частота вследствие ФСМ изменяется во времени. Изменение мгновенной частоты во времени называется частотной модуляцией или чирпом импульса.

Из радиофизики и радиотехники известно, что ширина спектра импульса с частотной модуляцией несущей больше, чем у импульса без частотной модуляции. Ширина спектра частотно модулированного импульса приблизительно составляет величину удвоенного максимального отклонения частоты от центра несущей. Это справедливо, если максимальное отклонение значительно превосходит частоту модуляции, что характерно для нашего случая.

Таким образом, при ФСМ происходит уширение спектра импульса. Этот случай следует отличать от ДГС. При ДГС также происходит фазовая и частотная модуляция. Однако при этом одновременно меняется (увеличивается) длительность импульса. Иными словами, при ДГС происходит перераспределение спектральных составляющих импульса по его длительности, а при ФСМ – генерируются новые частоты. Генерация новых частотных компонент в спектре импульса происходит непрерывно по мере распространения по световоду, вызывая уширение спектра. Т. к. $n_2 > 0$, то на переднем фронте импульса реализуется сдвиг в стоксову («красную»), а на заднем – в антистоксову («синюю») области спектра (рис. 3.1). При этом изменение частоты больше для импульсов с более крутыми фронтами.

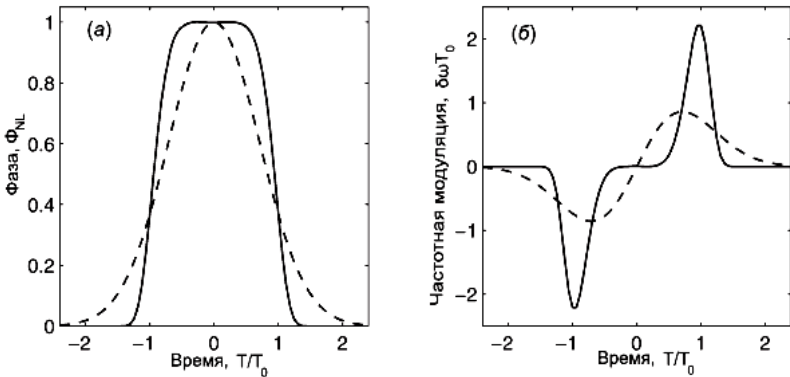


Рис. 3.1. Изменение во времени набега фазы (а) и частотной модуляции (б), наводимых ФСМ в гауссовом (штриховая линия) и супергауссовом (сплошная линия) импульсах.

Оценим ширину спектра частотно-модулированного гауссова импульса вследствие ФСМ. Для гауссова импульса

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (3.8)$$

Частотная модуляция $\delta\omega(T)$, определяемая вторым членом в выражении (3.7), равна

$$\delta\omega(T) = \frac{2}{T_0} \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right)^2 \frac{Z_{эфф}}{L_{нл}} \quad (3.9)$$

Оценить ширину спектра можно на основе пиковых величин $\delta\omega(T)$ на рис (3.1.б). Количественно эти пиковые значения находятся путем вычисления максимума $\delta\omega(T)$ в уравнении (3.9). Полагая первую производную $\delta\omega(T)$ по времени равной нулю, находим максимальное значение $\delta\omega_{\text{макс}}$

$$\delta\omega_{\text{макс}} = 0,86\Delta\omega_0\Phi_{\text{макс}} \quad (3.10)$$

где $\Delta\omega_0 = T_0^{-1}$ - полуширина спектра исходного импульса без частотной модуляции, $\Phi_{\text{макс}}$ определено выражением (3.5). Из выражения (3.10) следует, что коэффициент уширения спектра примерно равен величине максимального набегу фазы $\Phi_{\text{макс}}$. Отсюда следует, что ФСМ может значительно уширить спектр, так как $\Phi_{\text{макс}}$ может достичь в световодах величины ~ 100 .

Форма спектра $S(\omega)$ импульса при ФСМ равна:

$$\begin{aligned} S(\omega) &= |U(z, \omega)|^2 = \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp[i\Phi_{NL}(z, T) + i(\omega - \omega_0)T] dT \right|^2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

На рисунке 3.2 представлен рассчитанный спектр импульса, получающийся в результате ФСМ, когда импульс распространяется в нелинейной среде без изменения формы. Из рисунка 3.2 следует, что, во-первых, спектр мощности симметричен относительно несущей частоты ω_0

распространяющегося по световоду излучения. Во-вторых, максимальное уширение спектра $\Delta\omega$ определяется из условия равенства нулю первой производной $\delta\omega(T)$ по времени, что соответствует точкам перегиба на $|U(0, T)|^2$ (см. 3.8). В-третьих, спектр на выходе имеет периодическую структуру с четкими максимумами и минимумами. Крайние пики с обеих сторон, соответствующие точкам перегиба на огибающей $|U(0, T)|^2$ в случаях гауссова импульса, будут самыми большими. Возникновение осцилляций в спектре импульса можно объяснить на основе рис. 3.1.б, где показана зависимость частотной модуляции, наводимой ФСМ, от времени. Одна и та же частотная модуляция наблюдается при двух значениях T , т.е. импульс имеет одинаковую мгновенную частоту в двух разных точках импульса. На качественном уровне это две волны на одной частоте, но с разными фазами. Эти две волны могут интерферировать конструктивно или деструктивно в зависимости от их относительной разности фаз. Многопиковая структура спектра импульса – результат такой интерференции.

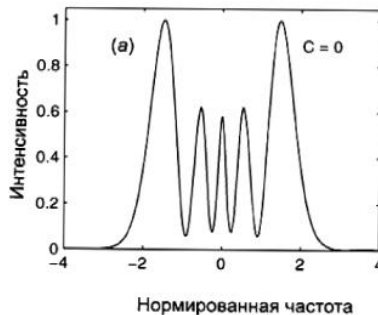


Рис. 3.2. Спектр ФСМ гауссовского импульса при пиковой мощности, соответствующей $\Phi_{\text{макс}} = 4,5 \pi$. Начальный спектр расположен на несущей частоте $V_0(\omega_0 = 2\pi V_0)$

Ниже приведена таблица сравнительных характеристик процессов дисперсии групповой скорости (ДГС) и фазовой самомодуляции (ФСМ).

Таблица 1

ДГС	ФСМ
1. Фазовая и частотная модуляция сигнала	1. Фазовая и частотная модуляция сигнала
2. $\Delta\omega_0 = \text{const}$	2. $\Delta\omega_0$ возрастает
3. τ_0 возрастает	3. $\tau_0 = \text{const}$
4. Частотная модуляция может быть либо положительной, либо отрицательной	4. Частотная модуляция положительная
5. Характерная длина $L_{\text{д}} = \frac{\tau_0^2}{\left d^2\beta / d\omega^2 \right }$	5. Характерная длина $L_{\text{нл}} = \frac{1}{\gamma P_0}$

На длине волны $\lambda = 1,55$ мкм дисперсионный параметр $|\beta_2| = \left| d^2\beta / d\omega^2 \right| = 20$ пс²/км и $\gamma \approx 2$ Вт⁻¹·км⁻¹ в стандартном телекоммуникационном волокне. Используя эти значения легко показать, что нелинейные и дисперсионные эффекты пренебрежимо малы при $L < 50$ км, если $T_0 > 100$ пс и $P_0 < 1$ мВт. Но следует иметь в виду, что $L_{\text{д}}$ и $L_{\text{нл}}$ становятся тем меньше, чем короче и интенсивнее импульсы. Например, $L_{\text{д}}$ и $L_{\text{нл}}$ составят примерно 0,1 км при $T_0 = 1$ пс и $P_0 = 10$ Вт.

Глава 4.

Совместное действие ФСМ и ДГС.

4.1. Влияние ФСМ и ДГС в области нормальной дисперсии ($\frac{d^2\beta}{d\omega^2} > 0$).

Эффекты ФСМ без учета ДГС реально описывают распространение относительно длинных импульсов ($T_0 > 100 \text{ пс}$), для которых дисперсионная длина L_D много больше нелинейной длины $L_{нл}$ и длины световода L . С укорачиванием импульсов дисперсионная длина становится сравнимой с нелинейной длиной $L_{нл}$ и длиной световода L . В этом случае необходимо рассматривать совместное действие эффектов ФСМ и ДГС.

Для нормальной дисперсии уравнение распространения (1.11), записанное в нормализованной форме, имеет вид:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-i\omega\tau} |U|^2 U, \quad (4.1)$$

где ξ и τ – нормированные переменные длины и времени

$$\xi = z/L_D, \quad \tau = T/T_0,$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{нл}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{\left| \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|}. \quad (4.2)$$

Уравнение (4.1) решается численными методами. Величина N определяет относительное влияние эффектов ФСМ и ДГС на эволюцию импульсов в волоконном световоде.

Если $N \approx 1$, то ФСМ и ДГС играют одинаково важную роль в процессе эволюции импульса. На рис. 4.1 показана эволюция

формы импульса и его спектра в случае начального гауссова импульса без частотной модуляции в области нормальной дисперсии при $N = 1$ и $\alpha = 0$. Анализ показывает, что длительность импульса увеличивается значительно быстрее, чем в случае $N \approx 0$ (отсутствие ФСМ).

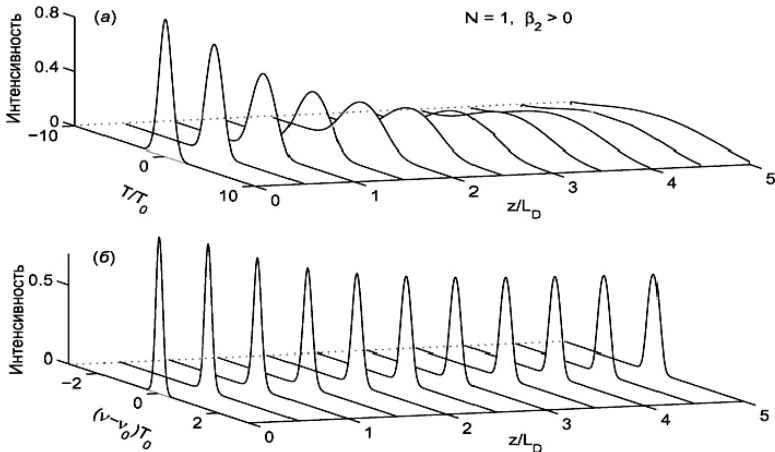


Рис. 4.1. Временная (а) и спектральная (б) эволюция гауссова импульса без начальной частотной модуляции под действием ФСМ в области нормальной дисперсии волокна при $N = 1$.

Это объясняется тем, что ФСМ приводит к генерации новых частотных компонент, смещённых в длинноволновую (красную) область на переднем фронте и в коротковолновую (синюю) область на заднем фронте импульса. Так как красные компоненты движутся быстрее, чем синие, в области нормальной дисперсии ФСМ ведёт к увеличению скорости уширения импульса по сравнению с дисперсионным уширением. Это, в свою очередь, приводит к замедлению спектрального уширения, т.к. амплитуда импульса из-за расширения уменьшается, что и приводит к уменьшению

эффективного фазового набега $\Phi_{\text{макс.}}$ и уменьшению уширения спектра (см. выражение (3.5)).

Если $N \gg 1$, то ФСМ преобладает над ДГС. Однако даже слабое влияние дисперсии ведет к существенному изменению формы импульса. Гауссов импульс становится близким к прямоугольному с резкими фронтами. Длительность импульса возрастает. Он имеет линейную частотную модуляцию на всей своей ширине (в то время, как без ДГС гауссов импульс характеризуется линейной частотной модуляцией из-за ФСМ только в центральной части импульса). Временная и спектральная эволюция гауссова импульса без начальной частотной модуляции при $N = 30$ показана на рис. 4.2.

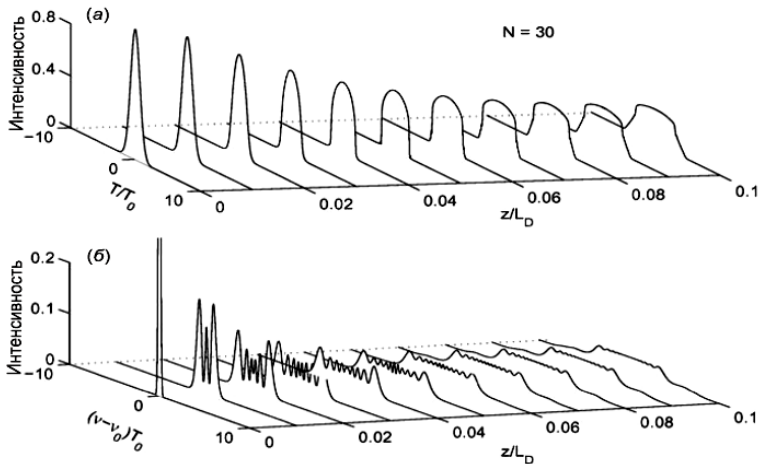


Рис. 4.2. Временная (а) и спектральная (б) эволюция гауссова импульса без начальной частотной модуляции под действием ФСМ в области нормальной дисперсии волокна при $N = 30$.

4.2. Влияние ФСМ и ДГС в области аномальной дисперсии ($\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \langle 0 \rangle$). Солитон.

В области аномальной дисперсии групповых скоростей нелинейная динамика распространения импульса по волоконному световоду описывается уравнением:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-a z} |U|^2 U, \quad (4.3)$$

в котором перед членом $\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}$ стоит знак «минус», в отличие от уравнения (4.1).

Если пренебречь потерями в световоде и ввести замену

$$u = NU = \left(\frac{\gamma T_0^2}{\left| \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|} \right)^{1/2} A, \text{ а } \xi = \frac{z}{L_D}, \text{ то получим:}$$

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (4.4)$$

В случае $N=1$ решение уравнения (4.4) имеет вид гиперболического секанса:

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp\left(i \frac{\xi}{2}\right), \text{ при } u(0,0)=1. \quad (4.5)$$

Это, так называемый, фундаментальный солитон. В случае фундаментального солитона положительная частотная модуляция, определяемая ФСМ, компенсируется отрицательной частотной модуляцией за счет ДГС. В результате, как следует из выражения (4.5), при распространении фундаментального солитона по световоду не меняется ни форма огибающей (гиперболический секанс), ни длительность импульса, ни его частотный спектр.

Фундаментальный солитон стабилен по отношению к малым возмущениям. Так если $N=1\pm\varepsilon$, где $\varepsilon < \frac{1}{2}$, то в случае $1-\varepsilon < N < 1$ длительность импульса в виде гиперболического секанса возрастает в процессе распространения по световоду, пока N не сравняется с 1. И наоборот, если $1 < N < 1+\varepsilon$, длительность уменьшается.

Если начальная форма импульса при $N=1$ имеет, например, гауссову форму, то импульс, распространяясь по световоду, подстраивается так, что, в конечном итоге, приобретает вид гиперболического секанса.

Если исходная амплитуда импульса больше, чем у фундаментального солитона, т.е. $N^2 > 1$, то на начальном этапе происходит увеличение ширины спектра импульса из-за ФСМ. А это, в свою очередь, приводит к сжатию длительности импульса, т.к. ДГС < 0 .

Если $N > 1$ и является целым числом, то импульсы на входе световода, имеющие огибающую в виде $u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau)$ характеризуются периодической динамикой, показанной на рис. 4.3 для $N=3$. Длительность импульса первоначально уменьшается. Затем, на расстоянии $z/L_D = 0,5$, он распадается на два. Далее, обе компоненты сливаются, формируя при $z = z_0$ первоначальный импульс. $z_0 = \frac{\pi}{2} L_D$ – период солитона.

Поведение огибающей импульса и спектра объясняется следующим образом. Под действием ФСМ возникает частотная модуляция, приводящая к тому, что передний фронт смещается в длинноволновую область, а задний фронт – в коротковолновую область относительно центральной частоты. Происходит уширение спектра. При отсутствии дисперсии групповых скоростей форма импульса оставалась бы неизменной. Т.к. частотная модуляция, возникающая за счёт

ДГС в области аномальной дисперсии, имеет противоположный знак по отношению к частотной модуляции за счёт ФСМ, то импульс сжимается. Поведение импульса на начальном этапе может быть использовано для создания устройств компрессии (сжатия) длительности оптических импульсов.

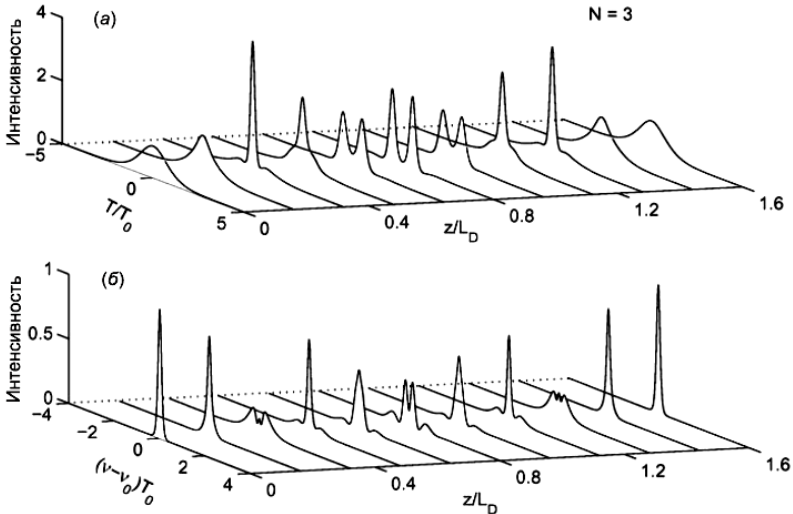


Рис. 4.3. Динамика временной формы (а) и спектра (б) солитона третьего порядка на одном периоде солитона. Обратите внимание на расщепление импульса вблизи $z/L_D = 0,5$ и последующее восстановление.

Периодическую динамику имеет и спектр импульса (см. рисунок 4.3,б). Показанная на рис. 4.3 динамика временной формы и спектра характерна для солитонов высших порядков. Периодичность солитонов высших порядков означает, что такие импульсы должны восстанавливать первоначальную форму и спектр на расстояниях, кратных периоду солитона.

Фундаментальный солитон и солитоны высших порядков относятся к импульсам, формирующимся в волоконных световодах с аномальной ДГС. В области нормальной ДГС

имеется решение уравнения (4.1) в виде отдельного провала на однородном фоне. Это, так называемый, «темный» солитон. Фундаментальный «темный» солитон ($N=1$) имеет вид гиперболического тангенса:

$$u(\xi, \tau) = \tanh(\tau) \exp(i\xi), \quad (4.6)$$

Такой импульс в форме гиперболического тангенса с «дыркой» в центре будет распространяться без искажений в области нормальной дисперсии волокна.

Волновой пакет, определяемый гиперболическим секансом (4.5), носит название «светлого» солитона.

Если оптический импульс в форме гиперболического секанса с ($N=1$) (фундаментальный «светлый» солитон) или оптический импульс в форме гиперболического тангенса с ($N=1$) (фундаментальный «темный» солитон) введен в идеальное волокно без потерь, то он будет распространяться в нем без потерь на любое расстояние. Именно эта особенность фундаментальных солитонов делает их привлекательными для использования в оптических системах связи.

Можно показать, что пиковая мощность импульса, необходимая для формирования фундаментального солитона, определяется следующим выражением:

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}, \quad \beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}. \quad (4.7)$$

При типичных значениях параметров $\beta_2 = -1$ пс²/км и $\gamma = 3$ Вт⁻¹/км для волокна со смещенной дисперсией вблизи длины волны 1,55 мкм получим $P_0 \approx 1$ Вт при $T_0 \approx 1$ пс. Однако мощность уменьшается до величины всего 10 мВт при $T_0 \approx 10$ пс.

Глава 5.

Фазовая кросс-модуляция (ФКМ).

Фазовая кросс-модуляция (ФКМ) – это нелинейный эффект, заключающийся в том, что если по световоду распространяются две или более оптические волны, то эффективный показатель преломления какой-либо волны зависит не только от интенсивности самой этой волны, но и от интенсивности других волн, распространяющихся с ней совместно. ФКМ всегда сопровождается ФСМ.

5.1. Взаимодействие волн с разными частотами и совпадающими поляризациями

Рассмотрим распространение по световоду двух волн с разными частотами, но с одинаковыми поляризациями. В квазимонохроматическом приближении суммарное электрическое поле может быть представлено в виде:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \vec{x} [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (5.1)$$

где $\vec{x}$ – единичный вектор поляризации,

$$E_1(x, y, z, t) = F_1(x, y) A_1(z, t) \exp(i\beta_1 t) \quad (5.2)$$

$F_1(x, y)$ – распределение поля первой волны в поперечном сечении световода, которое не претерпевает существенных изменений из-за нелинейности; $A_1(z, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда; β_1 – постоянная распространения волны на частоте ω_1 .

Аналогично записывается поле второй волны.

После подстановки (5.1) в (1.1) получим, что кубичная поляризация $P_{нл}$ имеет вид:

$$\bar{P}_{нл} = \frac{1}{2} \bar{\chi} \{ P_{нл}(\omega_1) \exp(-i\omega_1 t) + P_{нл}(\omega_2) \exp(-i\omega_2 t) + \dots \} + \text{компл. сопр.} \quad (5.3)$$

$$\text{где } P_{нл}(\omega_1) = \chi_{эфф} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1, \quad (5.4)$$

$$P_{нл}(\omega_2) = \chi_{эфф} (|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2, \quad (5.5)$$

$$\chi_{эфф} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (5.6)$$

Явная зависимость тензора $\chi_{xxxx}^{(3)}$ от частоты не показана, поскольку его дисперсией мы пренебрегли. Индуцированная нелинейная поляризация (5.3) имеет члены под знаком «многоточие», осциллирующие с новыми частотами. Эффективная генерация новых частотных компонент происходит только при удовлетворении условия фазового синхронизма, в отсутствие которого этими членами мы будем пренебрегать.

Оставшиеся два члена (5.4) и (5.5) дают вклад в нелинейную добавку к показателю преломления, которая для первой волны с частотой ω_1 равна:

$$\Delta n_1 = n_2 (|E_1|^2 + 2|E_2|^2), \quad (5.7)$$

а для второй волны с частотой ω_2 :

$$\Delta n_2 = n_2 (|E_2|^2 + 2|E_1|^2). \quad (5.8)$$

Из (5.7) и (5.8) следует, что нелинейная добавка к показателю преломления оптической волны зависит как от

интенсивности самой волны, так и от интенсивности другой волны, распространяющейся по световоду.

Волны, распространяясь по световоду, приобретают нелинейный набег фазы:

$$\Phi_1^{нл} = \frac{\omega_1 z}{c} \Delta n_1 = \frac{\omega_1 z}{c} n_2 \left(|E_1|^2 + 2|E_2|^2 \right), \quad (5.9)$$

$$\Phi_2^{нл} = \frac{\omega_2 z}{c} \Delta n_2 = \frac{\omega_2 z}{c} n_2 \left(|E_2|^2 + 2|E_1|^2 \right). \quad (5.10)$$

Первое слагаемое в выражениях (5.9) и (5.10) отвечает за эффект ФСМ, второе возникает из-за фазовой модуляции одной волны другой волной, распространяющейся вместе с ней, и отвечает за ФКМ. Вследствие интерференции двух полей в правой части (5.9) и (5.10) перед вторыми слагаемыми стоит коэффициент 2, который показывает, что ФКМ в 2 раза эффективнее, чем ФСМ при той же интенсивности для волн с одинаковыми поляризациями, но разными частотами. Причина этого заключена в числе слагаемых нелинейной поляризации, получающихся на основе выражения (1.1): когда оптические частоты двух волн различны, число слагаемых удваивается по сравнению с вырожденным случаем. Из (5.9) и (5.10) следует, что если в световоде одновременно распространяются две волны, одна из которых является «слабой», а другая «сильной», то больший нелинейный фазовый набег реализуется для «слабой» волны из-за ФКМ, в то время как «сильная» волна испытывает только ФСМ, эффект которой в 2 раза меньше, чем от ФКМ.

В устройствах, где волоконные световоды используются для передачи информации, ФКМ и ФСМ могут приводить к нежелательным явлениям. Особенно это относится к многоканальным (с частотным уплотнением) системам, т.к. ФКМ и ФСМ будут изменять фазу оптической волны и приводить к помехам, в том числе к перекрестным. Подробнее об этом см. главу 10.

5.2. Связь между компонентами вектора поляризации одной волны. Нелинейное двулучепреломление

Электрическое поле эллиптически поляризованной волны записывается в виде

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{1}{2}(\bar{x}E_x + \bar{y}E_y)\exp(-i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.}, \quad (5.11)$$

где E_x и E_y - комплексные компоненты вектора поляризации волны с несущей частотой ω_0 . Выражение (5.11) получено в предположении, что аксиальная компонента E_z электромагнитного поля мала и ею можно пренебречь по сравнению с поперечными компонентами.

Выражение для нелинейной поляризации получается подстановкой (5.11) в (1.1). В изотропной среде $P_{нл}$ записывается в общем виде

$$\bar{P}_{нл}(\bar{r}, t) = \frac{1}{2}(\bar{x}P_x + \bar{y}P_y)\exp(-\omega_0 t) + \text{компл. сопр.}, \quad (5.12)$$

где P_x и P_y определяются как

$$P_i = \frac{3}{2}\varepsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l^*, \quad (5.13)$$

где i, j, k, l равно x или y .

Поляризационные компоненты P_x и P_y из выражения (5.13) с учётом (1.3) приобретают вид

$$P_x = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} (E_y \cdot E_y \cdot E_x^*) \right], \quad (5.14)$$

$$P_y = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{yyyy}^{(3)} \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} (E_x \cdot E_x \cdot E_y^*) \right]. \quad (5.15)$$

Последние слагаемые в (5.14) и (5.15) аналогичны тем, что возникают из-за четырехволнового смешения, которое рассмотрено в разделе 6, но из-за вырождения поляризационных компонент ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$) дают вклад на одной частоте. Их

влияние на динамику поляризационных компонент зависит от степени фазового согласования между ортогонально-поляризационными модами, что определяется длиной биений

$$L_B = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y} = \frac{\lambda}{|n_x - n_y|}. \text{ Если } L \gg L_B, \text{ что имеет место в}$$

сильно двулучепреломляющих световодах, то из-за большого фазового рассогласования последние члены вносят пренебрежимо малый вклад и ими можно пренебречь.

В этом случае нелинейные добавки к показателю преломления Δn_x и Δn_y равны

$$\Delta n_x = n_2 \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \quad (5.16)$$

$$\Delta n_y = n_2 \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right). \quad (5.17)$$

Сравнение с (5.7) и (5.8) показывает, что ФКМ между двумя поляризационными компонентами менее эффективна, чем между двумя волнами на разных частотах, т. к. она включает коэффициент $\frac{2}{3}$, а не 2.

Из (5.16) и (5.17) следует, что нелинейная связь между компонентами поля E_x и E_y , индуцированная ФКМ, создает нелинейное двулучепреломление. Нелинейное двулучепреломление изменяет состояние поляризации, если входное излучение эллиптически поляризовано (вращение эллипса поляризации). Для линейно поляризованного поля или поля с круговой поляризацией изменения поляризации не происходит.

5.3. Оптический эффект Керра

Оптическим эффектом Керра называется изменение состояния поляризации слабого сигнала при прохождении через диэлектрик, в котором мощное излучение накачки наводит двулучепреломление.

Рассмотрим прохождение по световоду вдоль оси z слабого сигнального излучения, одновременно с которым в световод вводится мощное линейно поляризованное по оси x излучение накачки, вызывающее нелинейное двулучепреломление (рис. 5.1). Угол между направлениями поляризаций сигнального излучения и излучения накачки равен 45° . Если частоты пучка накачки и пробного пучка равны соответственно ω и ω' , то кубическая поляризация на частоте ω' имеет вид:

$$\begin{aligned} P_i^{(3)}(\omega' = \omega' + \omega - \omega) = \\ = \varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega' = \omega' + \omega - \omega) E_j(\omega') \cdot E_k(\omega) \cdot E_l^*(\omega), \end{aligned} \quad (5.18)$$

где $i, j = x$ или y . Следовательно,

$$P_x^{(3)}(\omega') = \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} E_x(\omega') |E(\omega)|^2, \quad (5.19)$$

$$P_y^{(3)}(\omega') = \varepsilon_0 \chi_{yyyy}^{(3)} E_y(\omega') |E(\omega)|^2. \quad (5.20)$$

Разность нелинейных добавок Δn_x^{nl} и Δn_y^{nl} к показателям преломления для волн, поляризованных по осям X и Y , равна:

$$\Delta n_x^{nl} - \Delta n_y^{nl} = \frac{4}{3} n_2 |E(\omega)|^2, \quad (5.21)$$

$$\text{где } n_2 = \text{Re} \frac{3}{8n_0} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (5.22)$$

Если излучение накачки отсутствует, то скрещенный поляризатор блокирует прохождение на выход слабого сигнала. Когда накачка включается, разница показателей преломления для параллельных и перпендикулярных поляризационных компонент сигнала (по отношению к поляризации накачки) изменяется из-за двулучепреломления, вызванного сигналом накачки. Дополнительная разность фаз для двух компонент на выходе из световода проявляется в виде изменения состояния поляризации сигнала, и часть сигнала проходит через поляризатор.

Для наблюдения оптического эффекта Керра необходим световод, сохраняющий поляризацию излучения накачки. Для таких световодов характерно наличие линейного двулучепреломления, т.е. $n_x^l \neq n_y^l$, где n_x^l и n_y^l – показатели преломления для взаимно перпендикулярных компонент слабого сигнала. В практическом плане это приводит к тому, что разность фаз $\Delta\Phi$ для взаимно перпендикулярных компонент сигнала после прохождения по световоду длины L одновременно с волной накачки равна:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_l + \Delta\Phi_{nl} = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n^l + \Delta n^{nl}). \quad (5.23)$$

Коэффициент пропускания сигнала T равен:

$$T = \sin^2\left(\Delta\Phi/2\right). \quad (5.24)$$

Пропускание сигнала становится равным 100%, когда $\Delta\Phi = m\pi$, где m – нечетное число.

Для компенсации линейного двулучепреломления, можно использовать два одинаковых отрезка световода, сохраняющих поляризацию, соединенных вместе так, что их «быстрые» (или «медленные») оси находятся под прямым углом друг к другу.

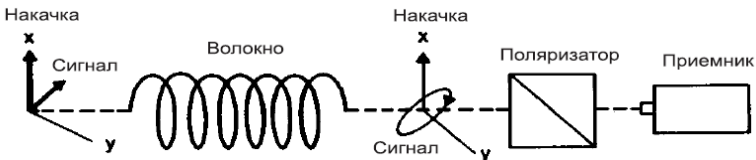


Рис. 5.1. Керровский затвор. На входе в световод излучение накачки и сигнальное излучение линейно-поляризованы под углом 45° друг относительно друга. Поляризатор блокирует прохождение сигнала в отсутствие накачки.

Глава 6.

Четырехволновое смешение (ЧВС)

Четырехволновое смешение (ЧВС) – нелинейный процесс, определяемый электронной (керровской) нелинейностью (также как ФСМ и ФКМ), а именно, зависимостью показателя преломления от интенсивности. В ЧВС, в общем случае, участвуют четыре разные оптические поля. Этот процесс определяется действительными, нерезонансными членами кубичной нелинейной восприимчивости вида $\chi^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3)$, $\chi^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3)$ и др. Как частный случай ЧВС следует рассматривать генерацию третьей гармоники с $\chi^{(3)}(3\omega = \omega + \omega + \omega)$, а также ФСМ и ФКМ.

В ЧВС, как в ФСМ и ФКМ, генерируются новые частоты. Особенностью ЧВС по сравнению с ФСМ и ФКМ является то, что частоты, генерируемые в ЧВС, существенно отличаются от частот исходных полей. Поэтому из-за дисперсии при ЧВС важно выполнение кроме закона сохранения энергии $(\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4)$ ещё и условия фазового синхронизма (подробнее см. ниже).

При рассмотрении ЧВС вводится понятие параметрического процесса, поскольку ЧВС (также как и ФСМ и ФКМ) обусловлено светоиндуцированным изменением такого параметра среды, как показатель преломления.

Рассмотрим четыре непрерывные оптические волны с частотами ω_1 , ω_2 , ω_3 и ω_4 , линейно поляризованные вдоль оси X. Суммарное электрическое поле $\vec{E}$ равно:

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^4 \vec{E}_j = \vec{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 \mathcal{E}_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{компл. сопр.} =$$

$$= \bar{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 F_j(x, y) A_j(z) \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{компл. сопр.} \quad (6.1)$$

где $\mathcal{E}_j = F_j(x, y) \cdot A_j(z)$,

$F_j(x, y)$ – нормированное пространственное распределение поля по сечению световода, $A_j(z)$ – зависящая от z амплитуда волны, $k_j = \frac{n_j \omega_j}{c}$.

Наведенная нелинейная поляризация

$$\vec{P}_{nl} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} \quad (6.2)$$

может быть представлена в виде:

$$\vec{P}_{nl} = \bar{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 P_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{компл. сопр.} \quad (6.3)$$

Нелинейные поляризации P_j для $j=1...4$ состоят из большого числа членов, включающих произведение трех напряженностей электрических полей. Так, P_4 выражается как

$$P_4 = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^3 \left\{ \left[|\mathcal{E}_4|^2 + 2(|\mathcal{E}_1|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 + |\mathcal{E}_3|^2) \right] \mathcal{E}_4 + \right. \\ \left. + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_3 \exp(i\theta_+) + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_3^* \exp(i\theta_-) + \dots \right\} \quad (6.4)$$

где

$$\theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t, \quad (6.5)$$

$$\theta_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t. \quad (6.6)$$

Член, пропорциональный $\mathcal{E}_4$ в (6.4), отвечает за эффекты ФСМ и ФКМ. Остальные члены – за четырехволновое смешение. Какие из них эффективно осуществляют

параметрическую связь волн — зависит от величины относительной фазы между E_4 и P_4 , равной θ_+ , θ_- , и ее постоянства при распространении волн по световоду. Четырехволновое смешение становится значительным, когда относительная фаза близка к $-\frac{\pi}{2}$, т. е. когда поляризация на частоте ω_4 опережает электрическое поле. Для этого требуется согласование, как частот, так и волновых векторов (с учетом нелинейных эффектов). Последнее называют также согласованием фаз или фазовым синхронизмом.

Необходимая величина относительной фазы волн на входе световода в случае параметрического усиления устанавливается, например, подбором фаз входных сигналов в точке $z = 0$ с помощью линий задержки. В случае четырехволнового смешения при росте интенсивности сигнальной и холостой волн из шумов требуемая фаза устанавливается автоматически.

В терминах квантовой механики четырехволновое смешение описывается как уничтожение фотонов одной частоты и рождение фотонов другой частоты, причем сохраняются энергия и импульс.

Второй член в правой части (6.4) соответствует случаю передачи энергии трех фотонов одному фотону частоты $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Этот член отвечает за генерацию третьей гармоники (когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$). Однако при таком процессе довольно трудно обеспечить условие фазового синхронизма (закон сохранения импульса) и, следовательно, получить высокую эффективность преобразования.

Последний член в (6.4) соответствует случаю уничтожения двух фотонов с частотами ω_1 и ω_2 и одновременного рождения двух фотонов с частотами ω_3 и ω_4 , так что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$.

Относительно легко обеспечить выполнение условия фазового синхронизма в случае частично вырожденного четырехволнового смешения, когда $\omega_1 = \omega_2$. В этом случае мощная волна накачки с частотой ω_1 генерирует две симметрично расположенные боковые полосы с частотами ω_3 и ω_4 , сдвинутыми от частоты накачки на величину Ω_C :

$$\Omega_C = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1, \quad (6.7)$$

где для определенности взято $\omega_3 < \omega_4$.

Низкочастотную (ω_3) и высокочастотную (ω_4) спектральные составляющие называют стоксовой и антистоксовой компонентами, соответственно. Стоксову и антистоксову волны называют также сигнальной и холостой волнами. Если в световод вводится только излучение накачки и выполняется согласование фаз, то генерация стоксовой и антистоксовой волн с частотами ω_3 и ω_4 может инициироваться шумами. С другой стороны, если в световод вместе с накачкой вводится слабый сигнал частоты ω_3 , то он усиливается, причем одновременно генерируется новая волна частоты ω_4 . Этот процесс называют параметрическим усилением.

Четырехволновое смешение и параметрическое усиление могут быть математически описаны на основе метода связанных волн.

Предположим вначале, что излучение непрерывно. В этом случае распространение четырех линейно-поляризованных непрерывных волн по световоду описывается следующей системой связанных волновых уравнений, вытекающих из уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned}
& \Delta \vec{E}_1(\omega_1, k_1) - (k_1 n_1)^2 \vec{E}_1(\omega_1, k_1) = \\
& = k_1^2 \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega_1) \vec{E}_2^*(\omega_2, k_2) \vec{E}_3(\omega_3, k_3) \vec{E}_4(\omega_4, k_4) \\
& \Delta \vec{E}_2(\omega_2, k_2) - (k_2 n_2)^2 \vec{E}_2(\omega_2, k_2) = \\
& = k_2^2 \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega_2) \vec{E}_1^*(\omega_1, k_1) \vec{E}_3(\omega_3, k_3) \vec{E}_4(\omega_4, k_4) \\
& \Delta \vec{E}_3(\omega_3, k_3) - (k_3 n_3)^2 \vec{E}_3(\omega_3, k_3) = \\
& = k_3^2 \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega_3) \vec{E}_1(\omega_1, k_1) \vec{E}_2(\omega_2, k_2) \vec{E}_4^*(\omega_4, k_4) \\
& \Delta \vec{E}_4(\omega_4, k_4) - (k_4 n_4)^2 \vec{E}_4(\omega_4, k_4) = \\
& = k_4^2 \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega_4) \vec{E}_1(\omega_1, k_1) \vec{E}_2(\omega_2, k_2) \vec{E}_3^*(\omega_3, k_3)
\end{aligned} \tag{6.8}$$

где $\vec{E}_j(\omega_j, k_j) = \vec{x} \frac{1}{2} F_j(x, y) A_j(z) \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{компл. сопр.}$

$$\tag{6.9}$$

Нелинейные восприимчивости в (6.8) выступают в роли коэффициентов связи. Они определяют скорость обмена энергией между четырьмя волнами.

Для понимания физики процессов введем ряд упрощающих предположений. Амплитуду $A(z)$ будем считать медленно меняющейся функцией z , пренебрежем зависимостью кубичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ от частоты, эффективной площадью моды $S_{эфф}$ будем считать площадь сердцевины, а все интегралы перекрытия приблизительно одинаковыми: $\approx 1/S_{эфф}$, что является хорошим приближением для одномодового световода. ФСМ и ФКМ, вызываемыми сигнальной и холостой волнами, пренебрежем, поскольку волны накачки значительно интенсивнее стоксовой и антистоксовых волн. В этом случае из (6.8) получаем систему уравнений для амплитуд $A_j(z)$:

$$\begin{aligned}
\frac{dA_1}{dz} &= \frac{in_2\omega_1}{cS_{эфф}} \left[(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 + 2A_2^*A_3A_4 \exp(i\Delta kz) \right] \\
\frac{dA_2}{dz} &= \frac{in_2\omega_2}{cS_{эфф}} \left[(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 + 2A_1^*A_3A_4 \exp(i\Delta kz) \right] \\
\frac{dA_3}{dz} &= \frac{in_2\omega_3}{cS_{эфф}} \left[2(|A_1|^2 + |A_2|^2)A_3 + 2A_1A_2A_4^* \exp(-i\Delta kz) \right] \\
\frac{dA_4}{dz} &= \frac{in_2\omega_4}{cS_{эфф}} \left[2(|A_1|^2 + |A_2|^2)A_4 + 2A_1A_2A_3^* \exp(-i\Delta kz) \right]
\end{aligned} \tag{6.10}$$

где $n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)}$ - нелинейный показатель преломления,

Δk - расстройка волновых векторов, определяемая материальной и волноводной дисперсией (без учета влияния нелинейностей на показатель преломления).

Далее предположим, что волны накачки остаются неизощенными в процессе взаимодействия. Это упрощение справедливо, по крайней мере, на начальном этапе усиления слабых сигналов. Введем также средний коэффициент нелинейности $\gamma \approx \frac{n_2\omega_j}{cS_{эфф}}$, пренебрегая разницей оптических частот.

В этом случае амплитуды волн накачки $A_1(z)$ и $A_2(z)$ равны:

$$\begin{aligned}
A_1(z) &= \sqrt{P_1} \exp[i\gamma(P_1 + 2P_2)z] \\
A_2(z) &= \sqrt{P_2} \exp[i\gamma(P_2 + 2P_1)z]
\end{aligned} \tag{6.11}$$

где $P_j = |A_j(0)|^2$, а P_1 и P_2 - мощности волн накачки в точке $z = 0$.

Из (6.11) следует, что волны накачки, распространяясь по световоду, не меняют своей амплитуды (чего следовало ожидать, т. к. мы предположили неизощенность накачки). И только фаза волн изменяется с расстоянием за счет эффектов

ФСМ и ФКМ. Используя (6.11), из (6.10) в предположении $P_1 = P_2$ получаем:

$$\begin{aligned} A_3(z) &= (a_3 e^{gz} + b_3 e^{-gz}) \exp(-i\chi z/2) \exp(2i\gamma P_0 z) \\ A_4^*(z) &= (a_4 e^{gz} + b_4 e^{-gz}) \exp(i\chi z/2) \exp(-2i\gamma P_0 z), \end{aligned} \quad (6.12)$$

где $P_0 = P_1 + P_2$ - суммарная начальная мощность накачки;

$$g = \left[(\gamma P_0)^2 - (\chi/2)^2 \right]^{1/2} - \text{коэффициент усиления}; \quad (6.13)$$

$\chi = \Delta k + 2\gamma P_0$ - волновая расстройка с учетом нелинейности показателя преломления; a_3, b_3, a_4, b_4 - определяются из граничных условий.

Из (6.12) следует, что если волновая расстройка $\chi = 0$, то стоксова и антистоксова волны экспоненциально нарастают при $gz \gg 1$.

В случае параметрического усиления на вход световода кроме сигнала накачки мощностью P_0 подается стоксов сигнал $P_3(0)$. Сигнал на антистоксовой частоте $P_4(0) = 0$. Тогда мощности стоксовой и антистоксовой волн на выходе световода длиной L равны:

$$\begin{aligned} P_3(L) &= P_3(0) \left[1 + \frac{(\gamma P_0 L)^2}{4} \cdot \frac{\sinh^2 gL}{(gL)^2} \right], \\ P_4(L) &= P_3(0) \cdot \frac{(\gamma P_0 L)^2}{4} \cdot \frac{\sinh^2 gL}{(gL)^2} \end{aligned} \quad (6.14)$$

где $P_j = A_j \cdot A_j^*$.

Первое выражение в (6.14) соответствует усилению стоксовой, а второе – антистоксовой волны.

Для случая, когда $\gamma P_0 \ll \chi$

$$P_3(L) = P_3(0) \left[1 + \frac{(\gamma P_0 L)^2}{4} \cdot \frac{\sin^2 \Delta k L}{(\Delta k L)^2} \right]; \quad (6.15)$$

$$P_4(L) = \frac{P_3(0) \cdot (\gamma P_0 L)^2}{4} \cdot \frac{\sin^2 \Delta k L}{(\Delta k L)^2}$$

При точном синхронизме ($\chi = 0$) и $gL \gg 1$ из выражений (6.12) при $A_3(0) \neq 0, A_4(0) = 0$ получаем

$$P_3(L) = P_4(L) = \frac{1}{4} P_3(0) e^{2gL}. \quad (6.16)$$

Аналогичное выражение имеет место, если $A_3(0) = 0, A_4(0) \neq 0$.

В том случае, когда кроме сигнала накачки на вход световода вводятся оба сигнала на стоксовой и антистоксовой частотах, то между ними имеет место интерференция и в зависимости от относительной начальной фазы накачки стоксовой и антистоксовой волн, усиление будет увеличиваться или уменьшаться. Для $\chi = 0$ при $gL \gg 1$ имеем:

$$P_3(L) = \left[\frac{\frac{P_3(0)}{4} + \frac{P_4(0)}{4}}{+ \frac{\sqrt{P_3(0) \cdot P_4(0)}}{2} \cos\left(\varphi_3 + \varphi_4 - \frac{\pi}{2}\right)} \right] e^{2gL}. \quad (6.17)$$

Из выражения (6.17) следует, что усиление максимально, если суммарная фаза стоксовой и антистоксовой волн равна $\frac{\pi}{2}$ и минимально, если она равна $-\frac{\pi}{2}$, фаза волны накачки принята равной нулю.

Но даже если на входе световода выполнено условие фазового синхронизма ($\chi=0$) и относительная фаза между поляризацией и полем в волне, испытывающей усиление, равна $\theta = -\frac{\pi}{2}$, то все равно сигнальная и холостая волны, распространяясь по световоду, вслед за усилением испытывают ослабление. Это объясняется тем, что реально имеет место истощение волн накачки, а это приводит к изменению нелинейного набега фазы, а, следовательно, к изменению величины θ . В результате сигнальная и холостая волны, а в противофазе с ними — и волна накачки, испытывают периодическое усиление и ослабление по длине световода (рис. 6.1).

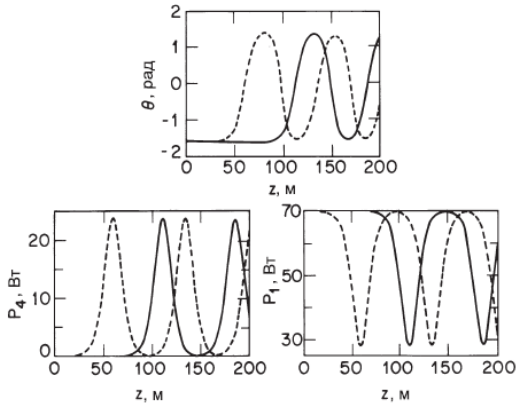


Рис. 6.1. Зависимость от длины световода относительной фазы θ , мощности холостой волны P_4 и мощности накачки P_1 при $P_1 = P_2$, $P_1(0) = 70 \text{ Вт}$, $\theta(0) = \pi/2$ и $k = 0$. Сплошные линии соответствуют: $P_3(0) = P_4(0) = 0,1 \text{ мВт}$, а штрихованные — $P_3(0) = 6 \text{ мВт}$, $P_4(0) = 0,1 \text{ мВт}$.

Оценка коэффициента параметрического усиления g на основании выражения (6.13) показывает, что он максимален и равен:

$$g_{max} = \gamma P_0, \quad (6.18)$$

когда волновая расстройка сигналов, участвующих в параметрическом процессе, $\chi = 0$. Из (6.18) следует, что

$$g_{max} = \gamma P_0 = g_p \frac{P_0}{S_{эфф}}, \quad (6.19)$$

$$\text{где } g_p = \frac{2\pi\epsilon_2}{\lambda_1}, \quad (6.20)$$

а λ_1 - длина волны накачки.

Приняв $\lambda = 1$ мкм, $n_2 = 3,2 \times 10^{-20}$ м²/Вт, получим $g_p = 2 \times 10^{-13}$ м/Вт. Это примерно в 2 раза больше, чем максимальное значение коэффициента усиления при ВКР. Таким образом, коэффициент усиления ЧВС больше коэффициента усиления ВКР, но только при выполнении условия фазового синхронизма. Условие фазового синхронизма можно записать в виде

$$\chi = \Delta k_m + \Delta k_e + \Delta k_{нл} = 0, \quad (6.21)$$

где Δk_m , Δk_e и $\Delta k_{нл}$ соответствуют расстройкам, возникающим в результате действия материальной дисперсии, волноводной дисперсии и нелинейных эффектов, соответственно. Для выполнения условий фазового синхронизма необходимо, чтобы хотя бы один из трех членов в (6.21) был отрицательным.

В многомодовых световодах фазовый синхронизм может быть получен путем выбора мод световода, в которых распространяются волны, участвующие в четырехволновом

взаимодействии так, чтобы вклад Δk_e был отрицательным и компенсировал положительный вклад $\Delta k_m + \Delta k_{nl}$ в выражении (6.21).

В одномодовых световодах, когда длина волны накачки лежит в области аномальной дисперсии групповых скоростей и значительно отстоит от λ_D (длины волны с нулевой дисперсией), Δk_m существенно превышает Δk_e . Т. к. $\Delta k_m \approx \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \Omega_C^2 < 0$, то фазовый синхронизм достигается при $|\Delta k_m| = \Delta k_{nl}$, где $\Delta k_{nl} = 2\gamma P_0$. Отсюда согласование фаз наступает, когда

$$\Omega_C = \left(2\gamma P_0 / \left| \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right| \right)^{1/2}. \quad (6.22)$$

При этом генерируются боковые спектральные полосы с частотами $\omega_1 \pm \Omega_C$.

Вблизи длины волны нулевой дисперсии в одномодовых световодах волноводный вклад Δk_e зависит от конструкции световода, но обычно положителен для длин волн вблизи 1,3 мкм. В ограниченной области длин волн накачки и для определенных значений частотного сдвига Ω_C расстройка Δk_m отрицательна и может скомпенсировать величину $\Delta k_e + \Delta k_{nl} > 0$.

Наконец, в одномодовых световодах, сохраняющих поляризацию, возможно использовать двулучепреломление для согласования фаз волн с разными поляризациями в области нормальной дисперсии. Волноводная составляющая в Δk_e теперь уступает модовому двулучепреломлению δn . Вклад нелинейностей Δk_{nl} будем предполагать малой величиной по

сравнению с Δk_e и Δk_m . Фазовый синхронизм возникает, когда Δk_m и Δk_e компенсируют друг друга. При $\lambda < \lambda_D$ $\Delta k_m > 0$, т.

к. $\Delta k_m \approx \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \Omega_C^2$, и $\frac{d^2 \beta}{d\omega^2} > 0$. Волноводная составляющая Δk_e

может быть сделана отрицательной, если волна накачки поляризована вдоль медленной оси (большой показатель преломления), в то время как стоксова и антистоксова волны поляризованы вдоль быстрой оси (малый показатель преломления). Материальная расстройка Δk_m и волноводная Δk_e взаимно компенсируются при отстройке

$$\Omega_C = \left(\frac{4\pi \delta n}{(d^2 \beta / d\omega^2) \lambda_1} \right)^{1/2}, \quad (6.23)$$

где $\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1}$, $\delta n = \Delta n_x - \Delta n_y$ - разница показателей

преломления световода для различных поляризаций (Δn_x и Δn_y - разности показателей преломления сердцевины и оболочки для мод, поляризованных вдоль медленной и быстрой осей).

Четырехволновое смешение может происходить и при неточном согласовании фаз на длине световода $L < L_{коз}$, где

$$L_{коз} = \frac{2\pi}{\Delta \chi}.$$

Если предположить, что материальный вклад в $\Delta \chi$

доминирует, то имеем $\Delta \chi = \Delta \kappa_m = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \Omega_C^2$

В этом случае

$$L_{коз} = \frac{2\pi}{\Delta \chi} = \frac{2\pi}{\Delta \kappa_\mu} = 2\pi \left/ \left| \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right| \Omega_C^2 \right. . \quad (6.24)$$

Ширина полосы параметрического усиления $\Delta\Omega$ при больших мощностях накачки приближенно равна:

$$\Delta\Omega = \left(\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Omega_C L_{нл} \right)^{-1},$$

где $L_{нл} = (\gamma P_0)^{-1}$, и $L_{нл} \ll L$.

Оценка ширины полосы усиления при параметре дисперсии $\left| \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right| = 20 - 60 \text{ пс}^2/\text{км}$ дает значение порядка 10 – 100 ГГц. При этом отстройка частот, испытывающих усиление, составляет $\frac{\Omega_C}{2\pi} = 10 - 100 \text{ ТГц}$, и $L_{нл} \sim 1 \text{ м}$.

При использовании волокон с высокой степенью нелинейности ширину полосы параметрического усиления можно увеличить до 5 ТГц.

Предыдущее обсуждение касалось случая четырехволнового смешения непрерывных волн. При накачке световода короткими импульсами происходит ослабление параметрического взаимодействия между волнами, во-первых, из-за уширения спектра накачки вследствие ФСМ (необходимо сравнить ширину спектра накачки и ширину полосы параметрического усиления), а, во-вторых, разница групповых скоростей импульса накачки, сигнального и холостого импульсов из-за дисперсии приводит к их разбеганию и уменьшению эффективной длины четырехволнового смешения.

Эффективность преобразования энергии накачки в энергию стокс-антистоксовых компонент при четырехволновом смешении достигает десятков процентов, т. е., световодные параметрические генераторы могут эффективно использоваться в качестве перестраиваемых лазерных источников излучения. Параметрические усилители могут оказаться полезными в системах оптической связи.

Однако четырехволновое смешение может играть и негативную роль. Оно может приводить к перекрестным помехам в многоканальных системах оптической связи, особенно в волоконных световодах с нулевой дисперсией.

В качестве примера на рис. 6.2 показано экспериментально полученное возникновение паразитных сигналов в световоде с нулевой дисперсией, обеспечивающей условия фазового синхронизма для генерации новых частотных компонент вследствие четырехволнового смешения. В световод вводилось излучение четырех спектральных каналов с мощностью 2 мВт в каждом. В световоде эффективно происходило четырехволновое смешение и на расстоянии $L = 25 \text{ км}$ ясно видно более 20 дополнительных пиков. Для сравнения, на выходе волокна ($L = 50 \text{ км}$) с ненулевой дисперсией ($\sim 2.5 \text{ пс/нм} \cdot \text{км}$) излучение на дополнительных длинах волн не наблюдалось.

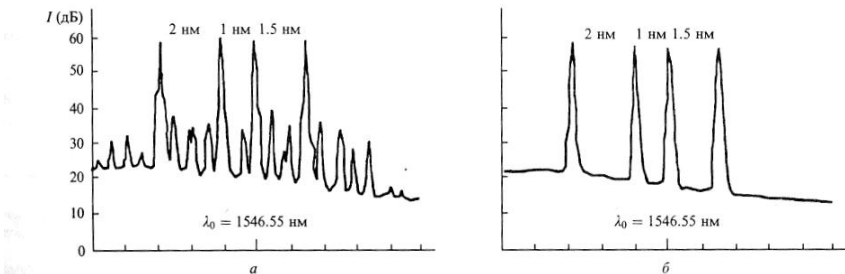


Рис. 6.2. Спектр излучения на выходе волоконных световодов с дисперсией $D=0$ (а) и $2.5 \text{ пс/нм} \cdot \text{км}$ (б) при возбуждении световодов излучением четырех спектральных каналов вблизи длины волны 1546 нм.

Возникновение паразитных сигналов на рис. 6.2 объясняется, если рассмотреть случай четырехволнового смешения, когда длины волн сигналов с частотами ω_i, ω_j и ω_k расположены вблизи нулевой дисперсии волокна и в условиях слабых сигналов (малой нелинейности) фазовое

рассогласование близко к 0. В этом случае мощность сигнала P_{ijk} на частоте $\omega_i + \omega_j - \omega_k$ равна

$$P_{ijk} = \frac{d_{ijk}^2}{9} \gamma^2 P_i P_j P_k L^2 \quad (6.25)$$

где P_i, P_j, P_k - мощности сигналов на частотах $\omega_i, \omega_j, \omega_k$, соответственно

$$L - \text{длина световода, } \gamma = \frac{n_2 \omega_{i,j,k}}{c S_{\text{эфф}}}$$

$$d_{ijk} = \begin{cases} 3, \text{если } i = j \\ 6, \text{если } i \neq j \end{cases} - \text{фактор вырождения.}$$

Так, если каждый из оптических сигналов на ω_i, ω_j и ω_k имеет мощность 1 мВт, $S_{\text{эфф}} = 50 \text{ мкм}^2$ и $\omega_i \neq \omega_j$ (фактор вырождения $d_{ijk} = 6$), то при $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ и на длине $L = 20 \text{ км}$ мощность сигнала P_{ijk} на частоте ω_{ijk} составит $\approx 10 \text{ мкВт}$.

На практике сигналы, генерированные смешением четырех волн, имеют более низкие мощности вследствие несовершенного фазового соответствия и ослабления сигналов из-за потерь в волокне.

С учетом этих факторов мощность P_{ijk} равна

$$P_{ijk} = \eta_{ijk} \frac{d_{ijk}^2}{9} \gamma^2 P_i P_j P_k L_{\text{эфф}}^2$$

$$\eta_{ijk} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left[1 + \frac{4l^{-\alpha l} \sin^2\left(\frac{\Delta\beta l}{2}\right)}{(1 - e^{-\alpha l})^2} \right] \quad (6.26)$$

α - коэффициент потерь;

$L_{эфф}$ - эффективная длина световода;

$$\Delta\beta = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{ijk} ;$$

η_{ijk} - эффективность взаимодействия. Она имеет компоненту, которая периодически изменяется вдоль длины волокна по мере того, как взаимодействующие волны совпадают или не совпадают по фазе.

Тем не менее в многоканальных системах связи с N каналами рассмотренный выше эффект приводит к большому количеству $N(N-1)^2$ помех, соответствующих изменению ijk от 1 до N . Это диктует стратегию использования в многоканальных системах связи волокна с ненулевой дисперсией.

Другим путем уменьшения роли нелинейности является увеличение диаметра сердцевины одномодового волокна, что приводит к увеличению эффективной площади моды, снижению средней интенсивности сигнала и существенному ослаблению нелинейных явлений.

Таким образом, для уменьшения негативных эффектов четырехволнового смешения в оптических линиях связи следует вводить в волокно сигнал меньшей мощности, увеличивать расстояние (в спектральной области) между каналами, избегать передачи парных каналов (симметричных относительно длины волны нулевой дисперсии λ_D), а так же, использовать волокно с небольшой ненулевой дисперсией, в котором длина волны нулевой дисперсии λ_D располагалась бы по одну сторону от всех возможных каналов.

В заключении этой главы отметим, что волоконно-оптические параметрические усилители могут также использоваться в качестве преобразователей длин волн, поскольку в них генерируется холостая волна, которая повторяет введенный сигнал, но на другой длине волны.

Глава 7.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР).

Рассмотренные выше нелинейные эффекты (ФСМ, ФКМ, ЧВС), можно назвать упругим рассеянием света в том смысле, что не происходит обмена энергией между электромагнитным полем и диэлектрической средой. Второй класс нелинейных эффектов вызван вынужденным неупругим рассеянием, при котором оптическое поле передает часть своей энергии нелинейной среде.

В эту категорию попадают два важных нелинейных эффекта. Оба они связаны с возникновением колебательных мод кварца. Это эффекты вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Основное различие между этими эффектами состоит в том, что в ВКР принимают участие оптические фононы, тогда как в ВРМБ – акустические.

ВКР в кварцевых световодах – нелинейный процесс генерации или усиления стоксовой волны с частотой ω_c , смещенной на 13 ТГц в поле накачки с частотой ω_n , распространяющейся по световоду. Интенсивность стоксовой волны возрастает так, что в нее переходит большая часть энергии накачки. Это происходит тогда, когда мощность накачки превышает пороговый уровень. Избыток энергии, определяемый разностью частот $\omega_n - \omega_c > 0$, передается колебательной моде кварца.

С точки зрения квантовой теории, комбинационное рассеяние – это двухфотонный процесс, в котором один фотон $\omega_n (k_n)$ поглощается, и один фотон $\omega_c (k_c)$ – излучается. При этом среда получает порцию энергии в виде кванта

молекулярных колебаний, равную $\hbar(\omega_n - \omega_c) = \hbar\Omega$, где Ω - частота молекулярных колебаний. Поскольку колебательные моды молекул кварца не обладают дисперсией, условие фазового синхронизма при ВКР выполняется автоматически.

С классической точки зрения, процесс ВКР, как и рассмотренное выше ЧВС, может быть рассмотрен на основе теории связанных волн. Для непрерывных волн система уравнений, описывающая процесс ВКР, сводится к виду (с учетом поглощения):

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha_n}{2} \right) A_n &= i \frac{\omega_n^2}{2c^2 k_n} \chi_{R_1}^{(3)} |A_c|^2 A_n; \\ \left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha_c}{2} \right) A_c &= i \frac{\omega_c^2}{2c^2 k_c} \chi_{R_2}^{(3)} |A_n|^2 A_c, \end{aligned} \quad (7.1)$$

где A_n и A_c - медленно меняющиеся амплитуды волны накачки и стоксовой волны, соответственно, α_n и α_c , k_n и k_c - коэффициенты потерь и волновые векторы в световоде волны накачки и стоксовой волны; $\chi_{R_1}^{(3)}$, $\chi_{R_2}^{(3)}$ - комбинационные восприимчивости. Система (7.1) описывает только комбинационный процесс. ФСМ, ФКМ и ЧВС не учитываются.

Каждая восприимчивость $\chi_R^{(3)}$ имеет резонансный и нерезонансный вклады. Процесс комбинационного рассеяния определяется резонансным членом, который имеет вид

$$\chi_{R_2}^{(3)} = - \frac{N |M_\Omega|^2 \rho_{gg}^{(0)}}{\hbar [(\omega_n - \omega_c - \Omega) - i\Gamma_\Omega]}, \quad (7.2)$$

где N - плотность молекул в кварце, M_Ω - комбинационный матричный элемент, $\rho_{gg}^{(0)}$ - равновесная плотность населенностей уровней кварца, Γ_Ω^{-1} - время жизни оптического фонона.

При совпадении комбинационной частоты $\omega_h - \omega_c$ с частотой колебательной моды молекул кварца Ω , член (7.2) становится отрицательным чисто мнимым, а (7.1) записывается так:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha_h}{2} \right) A_h &= - \frac{\omega_h^2}{2c^2 k_h} \operatorname{Im} \left(\chi_{R_1}^{(3)} \right) |A_c|^2 A_h; \\ \left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha_c}{2} \right) A_c &= - \frac{\omega_c^2}{2c^2 k_c} \operatorname{Im} \left(\chi_{R_2}^{(3)} \right) |A_h|^2 A_c. \end{aligned} \quad (7.3)$$

При этом $\chi_{R_1}^{(3)} = \chi_{R_2}^{(3)*}$.

В приближении неистощимости накачки пренебрегаем правой частью в первом уравнении. Переходя от амплитуд к мощности сигнала после интегрирования из (7.3), получим:

$$P_C(L) = P_C(0) \exp \left(g_R P_0 \frac{L_{\text{эфф}}}{S_{\text{эфф}}} - \alpha_c L \right), \quad (7.4)$$

где P_0 - исходная мощность накачки при $z = 0$,

$P_C(0)$ - мощность стоксовой волны при $z = 0$,

$P_C(L)$ - мощность стоксовой волны при $z = L$.

$$L_{\text{эфф}} = \frac{1}{\alpha_h} [1 - \exp(-\alpha_h L)] - \text{эффективная длина}; \quad (7.5)$$

$$g_R = - \frac{\omega_c^2}{\varepsilon_0 c^3 k_c n_c} \operatorname{Im} \left(\chi_{R_2}^{(3)} \right) - \text{коэффициент комбинационного}$$

усиления, имеющий размерность м/Вт. Он прямо пропорционален сечению спонтанного КР.

Как видно из (7.4), стоксова волна экспоненциально нарастает, если усиление превосходит потери. Усиление стоксовой волны, определяемое выражением (7.4), не связано с инверсией населенностей, а обусловлено перекачкой энергии из волны накачки в результате энергообмена, определяемого коэффициентом связи, в роли которого выступает кубическая нелинейная восприимчивость $\chi_{(R)}^{(3)}$ (см. 7.3). Стоксова компонента ВКР обладает всеми характеристиками лазерной волны: когерентностью, направленностью, высокой интенсивностью.

На рис. 7.1 показана зависимость g_R плавленого кварца от частоты отстройки при накачке на длине волны 1 мкм; максимальная величина g_R составляет 10^{-13} м/Вт и уменьшается с ростом λ_p .

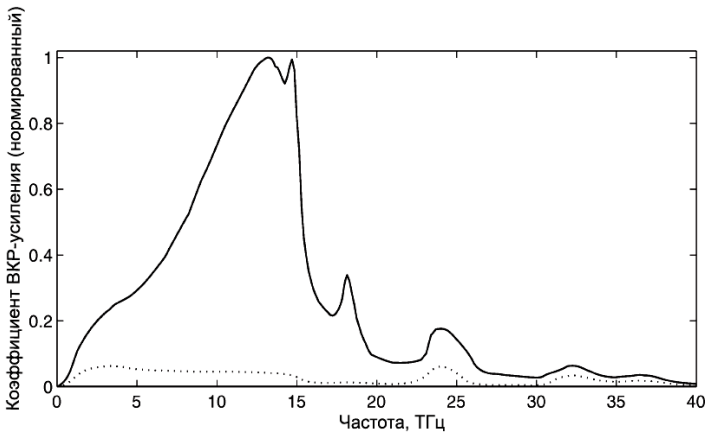


Рис. 7.1. Нормированное комбинационное усиление в плавленом кварце при $\lambda_p = 1$ мкм, когда накачка и сигнал поляризованы одинаково (сплошная линия). Точечная линия иллюстрирует случай ортогонально поляризованных накачки и сигнала

Величину g_R для других длин волн можно получить, используя обратную зависимость g_R от длины волны накачки λ_n . Существенное свойство комбинационного усиления в световодах из плавленого кварца – большой частотный диапазон (до 40 ТГц) с широким максимумом усиления при частотной отстройке 13 ТГц. Такое поведение связано с некристаллической природой стекла. В аморфных материалах – таких, как плавленый кварц – полосы частот молекулярных колебаний перекрываются и создают континуум. В результате комбинационное усиление в кварцевых световодах существует в широком диапазоне частот. Благодаря этому свойству световоды могут действовать как широкополосные усилители.

ВКР – пороговый процесс. Порог ВКР определяется как такая мощность накачки в начале световода, при которой на выходе световода мощность стоксовой волны становится равной мощности накачки.

$$P_c(L) = P_n(L) = P_0 \exp(-\alpha_n L) \quad (7.6)$$

Мощность $P_c(L)$ определяется по формуле (7.4), в которую входит мощность стоксовой волны $P_c(0)$ на входе световода. Если $P_c(0)$ специально не подается, то ВКР может вырасти из спонтанного комбинационного рассеяния, возникающего на всем протяжении световода. Это эквивалентно наличию на входе в световод одного фотона на моду. Следовательно

$$P_c(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar \omega \exp[g_R(\omega) \cdot P_0 \frac{L_{\text{эфф}}}{S_{\text{эфф}}} - \alpha_c L] d\omega \quad (7.7)$$

Частотная зависимость $g_R(\omega)$ соответствует рис. (7.1).

Интеграл (7.7) можно оценить как

$$P_c(L) = \hbar\omega_c \cdot \Delta\omega_{эфф} \cdot \exp[g_R(\omega_c) \cdot P_0 \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} - \alpha_c L] \quad (7.8)$$

где $\Delta\omega_{эфф}$ - эффективная ширина полосы стоксова излучения с центром в пике усиления при $\omega = \omega_c$.

Из выражений (7.6), (7.8) в приближении $\alpha_n \approx \alpha_c$, пороговое условие запишется в виде

$$\hbar\omega_c \cdot \Delta\omega_{эфф} \cdot \exp[g_R(\omega_c)P_0 \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}}] = P_0, \quad (7.9)$$

Из (7.9) следует, что пороговая мощность накачки $P_0^{кр}$ должна удовлетворять соотношению

$$g_R(\omega_c)P_0^{кр} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 15 \quad (7.10)$$

Выражение (7.10) соответствует случаю распространения накачки и стоксовой волны в одном направлении.

Экспериментально было показано, что ВКР наблюдается и при встречном направлении накачки и стоксовой волны, но с меньшим усилением. В этом случае для согласования теории и эксперимента в правой части (7.10) должно стоять число 20.

Выражение (7.10) справедливо в предположении, что поляризация стоксовой волны и волны накачки в световоде остаются неизменными. Если поляризация в световоде не сохраняется, порог возрастает на коэффициент в интервале от 1 до 2.

В случае длинных световодов – таких, что $\alpha_n L \gg 1$, эффективная длина $L_{эфф} \sim 1/\alpha_n$. Для $\lambda = 1,55$ мкм с потерями $\sim 0,2$ дБ/км, $L_{эфф} \sim 20$ км. При $S_{эфф} = 50$ мкм² порог ВКР составит величину ~ 500 мВт.

На практике, когда мощность стоксовой волны становится достаточной для того, чтобы удовлетворить (7.10), она служит накачкой для генерации стоксовой волны второго порядка. Такой процесс каскадного ВКР может приводить к генерации многих порядков стоксовых волн, число которых зависит от входной мощности накачки.

Когда в качестве накачки используются оптические импульсы, необходимо учесть дисперсионные эффекты в световодах. Ограничимся в настоящем разделе рассмотрением импульсов пикосекундной длительности, для которых отклик среды все еще можно считать мгновенным. Но даже в этом случае импульсы ВКР и накачки из-за дисперсии разбегаются в световоде, и эффективная длина их взаимодействия $L_{эфф}$ может быть существенно меньше полной длины световода L . Новый масштаб длины – длина группового разбегания L_{gp} , равная

$$L_{gp} = \frac{T_0}{|V_{gp}^{-1} - V_{gpc}^{-1}|}, \quad (7.11)$$

где T_0 – длительность импульса накачки, V_{gp}, V_{gpc} – групповые скорости импульса накачки и стоксова импульса, соответственно.

Важным применением ВКР в световодах стало развитие волоконных ВКР-лазеров (отрезок световода помещается внутрь резонатора). Такие лазеры имеют существенно более низкий порог (не менее чем на порядок) по сравнению с однопроходными ВКР. Порог генерации лазера соответствует мощности накачки, при которой комбинационное усиление за обход резонатора компенсирует потери в резонаторе.

В 1972 г. был продемонстрирован первый волоконный ВКР-лазер, в котором пороговая мощность была относительно высока (около 500 Вт) из-за использования короткого отрезка волокна ($L = 1,9$ м). В последующих экспериментах порог был понижен до уровня 1 Вт. Это позволило получить непрерывный

режим работы волоконных ВКР-лазеров в области 0,50–0,53 мкм при постоянной накачке от аргонового лазера.

Волоконные лазеры интенсивно развиваются с 1990-х годов. Характерной чертой этого развития стало интегрирование отражателей, формирующих резонатор, и волокна, что позволило получать компактные устройства. В ранних работах применялась кольцевая конфигурация, позволяющая реализовать полностью волоконный ВКР-лазер с низким порогом при использовании волоконного кольца и волоконного ответвителя. С появлением внутриволоконных брэгговских решеток стало возможным использование их в качестве отражателей, формирующих резонатор. Для этой цели также можно использовать сплавные волоконные ответвители. При высоких мощностях накачки можно одновременно получить генерацию на нескольких длинах волн, соответствующих генерации стоксовых компонент высших порядков.

Привлекательным свойством волоконных ВКР-усилителей является широкая полоса усиления (~ 5 ТГц). Волоконные ВКР-усилители обеспечивают усиление в 10^3 раз (30 дБ) при мощности накачки ~ 1 Вт. Экспериментально было получено усиление импульсов длительностью 10 пс на длине волны 1,56 мкм при накачке световода непрерывным лазером с длиной волны 1,46 мкм. Усиление таких коротких импульсов возможно благодаря широкой полосе ВКР.

Эффект ВКР, который применим для усиления сигналов в системах оптической связи, вреден для многоканальных систем оптической связи, использующих спектральное уплотнение. Причина в том, что сигнал в коротковолновом канале может служить накачкой для сигнала в длинноволновом канале, и передавать ему часть энергии. Это приводит к перекрестным помехам между каналами, которые могут ухудшать характеристики системы.

Рассматривая ВКР до сих пор мы анализировали взаимодействие волн с различными несущими световыми частотами между собой, причем самовоздействием волн пренебрегали. Если рассматривается распространение сверхкоротких импульсов длительностью < 1 пс, то ширина спектра таких импульсов становится настолько большой, что пренебрежение эффектом ВКР становится не обоснованным. В импульсах с большой шириной спектра (> 1 ТГц) под действием ВКР низкочастотные компоненты спектра могут усиливаться, получая энергию от высокочастотных компонент спектра того же импульса. Это явление называется внутриимпульсным комбинационным рассеянием. В результате спектр короткого импульса смещается в длинноволновую область при распространении в оптическом волокне. Данное явление называется сдвигом частоты, вызванным ВКР.

Физически эффект ВКР объясняется запаздывающим (колебательным) нелинейным откликом среды, для учета которого нельзя использовать выражение (1.1), а нужно использовать общую форму записи нелинейной поляризации (1.4).

Нелинейные эффекты, зависящие от интенсивности, можно учесть, введя нелинейную восприимчивость (отклик) третьего порядка в виде

$$\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} R(t-t_1) \delta(t_1-t_2) \delta(t_1-t_3), \quad (7.12)$$

где $R(t)$ – функция нелинейного отклика, нормированная таким образом, что $\int_{-\infty}^{\infty} R(t) dt = 1$.

Полагая, что отклик электронов является практически мгновенным, функцию $R(t)$ можно записать в следующем виде:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t - t_e) + f_R h_R(t), \quad (7.13)$$

где t_e соответствует пренебрежимо короткой задержке электронного отклика ($t_e < 1$ фс), а f_R соответствует относительной доли вклада инерционного молекулярного

(колебательного) отклика в величину нелинейной поляризации $P_{нл}$. Форма функции молекулярного отклика $h_R(t)$ определяется характером колебаний молекул кварца, возбуждаемых оптическим полем. Из-за аморфной природы кварцевого волокна рассчитать $h_R(t)$ нелегко. Поэтому при практических расчетах используют взаимосвязь этой функции с экспериментально измеренным спектром ВКР (рамановского) - усиления. Действительно, мнимая часть фурье-образа функции $h_R(t)$ связана со спектром ВКР-усиления следующим выражением:

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn(\omega_0)} f_R \chi_{xxxx}^3 \operatorname{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)], \quad (7.14)$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, а Im означает мнимую часть. Действительная часть функции $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ может быть получена из мнимой части через соотношения Крамерса–Кронига. Осуществив обратное преобразование Фурье функции $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$, получаем функцию молекулярного отклика $h_R(t)$. На рис. 7.2 показана временная зависимость функции $h_R(t)$, полученная из спектра ВКР-усиления в кварцевом волокне, измеренного экспериментально.

Предложено несколько приближенных аналитических выражений для функции молекулярного отклика. Поскольку функция $h_R(t)$ имеет вид быстро затухающих (демпфированных) колебаний, то можно использовать следующее выражение:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (7.15)$$

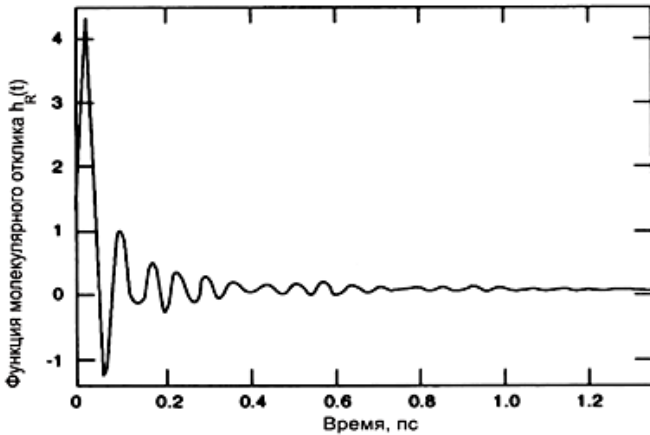


Рис. 7.2. Временная зависимость молекулярного отклика $h_R(t)$, полученная при использовании спектра ВКР-усиления в кварцевом волокне.

Подгонкой параметров τ_1 и τ_2 , обеспечивающей наилучшее соответствие спектру ВКР-усиления, получены следующие значения $\tau_1 = 12,2$ фс и $\tau_2 = 32$ фс. Коэффициент f_R можно оценить по экспериментальному значению максимального ВКР-усиления: $f_R \approx 0,18$.

Следует быть осторожным при использовании выражения (7.15) для $h_R(t)$, так как оно аппроксимирует подлинный спектр ВКР-усиления одиночным лоренцевым профилем и, таким образом, непригодно для воспроизведения горба, заметного на рис. 7.1 при частотах ниже 5 ТГц.

Приведённые выше данные по оценке инерционности ВКР-процесса будут использованы ниже при рассмотрении распространения по световодам сверхкоротких импульсов света.

Глава 8.

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюена (ВРМБ).

ВРМБ представляет собой нелинейный процесс, который может возникать в световодах при мощности излучения много меньшей, чем требуется для ВКР. ВРМБ проявляется в виде генерации стоксовой волны, распространяющейся в обратном относительно волны накачки направлении и содержащей значительную часть начальной энергии. Если в процессе ВКР участвует оптический фонон, то в ВРМБ – акустический фонон.

В квантовой механике ВРМБ описывается как уничтожение фотона накачки и одновременное появление стоксова фотона и акустического фонона. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что частота ω_A и волновой вектор $\vec{k}_A$ акустического фонона должны удовлетворять соотношениям

$$\omega_A = \omega_n - \omega_c \quad (8.1)$$

$$\vec{k}_A = \vec{k}_n - \vec{k}_c, \quad (8.2)$$

где ω_n и ω_c - частоты, а $\vec{k}_n$ и $\vec{k}_c$ - волновые векторы волны накачки и стоксовой волны.

В рамках классической физики ВРМБ описывается как процесс взаимодействия двух световых волн (накачки и стоксовой рассеянной волны) и акустической волны. Благодаря электрострикции, на частоте биений накачки и стоксовой волны генерируется акустическая волна, приводящая к периодической модуляции показателя преломления. Индуцированная акустической волной решетка показателя преломления

рассеивает излучение накачки в результате брэгговской дифракции. Рассеянная стоксова волна будет усиливаться, если поступление мощности в результате рассеяния волны накачки будет превышать затухание в световоде, т.е. если мощность накачки превосходит критическую величину.

Фазовый синхронизм при ВРМБ обеспечивается тем, что частота ω_A и волновой вектор $\vec{k}_A$ акустической волны должны удовлетворять дисперсионному соотношению

$$\omega_A = |k_A| V_A = 2V_A |k_n| \sin \frac{\theta}{2}, \quad (8.3)$$

где θ - угол между направлениями распространения волн накачки и стоксовой волны в приближении $|k_n| \approx |k_c|$. Из (8.3) следует, что смещение частоты стоксовой волны зависит от угла рассеяния. В частности, оно максимально для обратного направления ($\theta = \pi$) и исчезает для направления, совпадающего с вектором накачки ($\theta = 0$). Для обратного направления смещение частоты ВРМБ дается выражением

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2nV_A}{\lambda_n}, \quad (8.4)$$

где n - показатель преломления, λ_n - длина волны накачки, V_A - скорость звука. Таким образом, частотная отстройка при ВРМБ зависит от длины волны накачки.

В одномодовом световоде возможно только обратное направление распространения ВРМБ. Для типичных значений параметров световодов из кварцевого стекла $V_A = 5,96$ км/с, $n = 1,45$, $\lambda_n = 1,55$ мкм частотная отстройка равна $\nu_B = 11,1$ ГГц.

Т.к. коэффициент затухания акустической волны, равный обратной величине произведения времени жизни акустического фонона на скорость звука в кварцевом световоде – $50 \div 500$ см⁻¹, существенно превышает коэффициент усиления за счет

связи со световыми волнами, система уравнений для ВРМБ при непрерывной накачке приводится к виду:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha}{2} \right) A_n &= \frac{i\omega_n^2}{2c^2 k_n} \chi_B^{(3)} |A_c|^2 A_n; \\ \left(\frac{d}{dz} - \frac{\alpha}{2} \right) A_c &= -\frac{i\omega_c^2}{2c^2 k_c} \chi_B^{(3)} |A_n|^2 A_c, \end{aligned} \quad (8.5)$$

где A_n , A_c - медленно меняющиеся амплитуды оптических полей накачки и стоксовой волн, α - коэффициент потерь, $\chi_B^{(3)}$ - бриллюэновская восприимчивость. За ВРМБ ответственна резонансная часть $\chi_B^{(3)}$, которая является положительной чисто мнимой величиной. Разные знаки перед коэффициентом поглощения в первом и втором уравнениях соответствуют встречному направлению распространения волны накачки и стоксовой волны.

В приближении неистощимости непрерывной накачки, также, как и для ВКР, из (8.5) следует, что стоксова волна, распространяясь навстречу накачке, экспоненциально нарастает (при условии, что усиление превосходит потери) в соответствии с равенством:

$$P_C(0) = P_C(L) \exp \left[g_B(\nu) P_0 \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} - \alpha L \right], \quad (8.6)$$

где P_0 - мощность накачки, $P_C(0)$ - мощность стоксовой волны при $Z = 0$, $P_C(L)$ - мощность стоксовой волны при $Z = L$, $S_{эфф}$ - эффективная площадь сечения одномодового световода, $L_{эфф}$ - эффективная длина взаимодействия, $g_B(\nu)$ - коэффициент усиления ВРМБ, имеющий размерность м/Вт.

Максимальный коэффициент усиления при $\nu = \nu_B$ (8.4) равен:

$$\begin{aligned}
 g_B(v_B) &= \frac{\omega_c^2}{\epsilon_0 c^3 |k_c| n_c} \operatorname{Im} \chi_B^{(3)} = \\
 &= \frac{4\pi \gamma_e^2}{n \lambda_n^2 \rho_0 c V_A \Delta v_B} = \frac{8\pi^2 \gamma_e^2}{n \lambda_n^2 \rho_0 c V_A \Gamma_B},
 \end{aligned} \tag{8.7}$$

где γ_e - коэффициент электрострикции, ρ_0 - плотность материала, Δv_B - ширина спектра ВРМБ - усиления на полувысоте, связанная с временным инкрементом затухания акустической волны соотношением $\Delta v_B = \Gamma_B / (2\pi)$. Из теоретических расчетов следует, что Δv_B обратно пропорциональна λ_n^2 , в результате, как следует из (8.7) коэффициент ВРМБ - усиления не зависит от длины волны накачки.

Для типичных значений параметров плавленого кварца ($\gamma_e = 0,902$; $\rho_0 = 2210 \text{ кг/м}^3$; $\Delta v_B = 10 \text{ МГц}$ для $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$) из (8.7) получим $g_B \approx 3 - 5 \cdot 10^{-11} \text{ м/Вт}$. Это почти на три порядка больше коэффициента усиления на $\lambda_n = 1,55 \text{ мкм}$ для ВКР.

Уравнение (8.6) указывает на возможность ВРМБ-усиления встречного стоксова сигнала, вводимого в световод в точке $Z = L$. На практике такой сигнал обычно отсутствует (если только световод не используется как ВРМБ - усилитель) и стоксова волна возникает из шумов спонтанного МБ - рассеяния. Как и в случае ВКР, это эквивалентно наличию одного фотона на моду.

Также как и ВКР, ВРМБ - пороговый процесс. Применяя рассуждения, аналогичные тем, что использовались в предыдущем разделе, получаем, что порог ВРМБ достигается при критической мощности непрерывной накачки P_0^{KP} , удовлетворяющей соотношению

$$g_B \cdot P_0^{kp} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 20, \quad (8.8)$$

где g_B – пиковое значение ВРМБ – усиления, определяемое формулой (8.7). Величина критической мощности P_0^{kp} может возрасти в 1-2 раза в зависимости от того, сохраняют ли стоксова волна и волна накачки поляризацию в световоде.

Оценка для $\lambda_n = 1.55 \text{ мкм}$, $S_{эфф} = 50 \text{ мкм}^2$, $L_{эфф} \approx 20 \text{ км}$, $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ м/Вт}$ дает величину $P_0^{kp} = 1 \text{ мВт}$. Это соответствует плотности мощности $2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ и полю 10^3 В/см . Для сравнения, внутриатомное поле, удерживающее электроны вблизи ядра, $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$. Такой низкий порог делает ВРМБ доминирующим нелинейным процессом в световодах при непрерывной накачке.

Однако в отличие от ВКР, спектральная ширина ВРМБ-усиления $\Delta\nu_B$ очень мала ($\approx 10 \div 100 \text{ МГц}$ против 5 ТГц). Разброс ширин спектра ВРМБ усиления обусловлен неоднородностями сечения световода и неоднородностями распределения примесей в сердцевине по длине световода. Ширина спектра $\Delta\nu_B$ связана с временем затухания Γ_B акустической волны или временем жизни фонона $T_B = 1/\Gamma_B$. Если принять затухание акустической волны экспоненциальным $\exp(-t/T_B)$, то $\Delta\nu_B = \Gamma_B/(2\pi) = 1/(2\pi T_B)$, а спектр ВРМБ – усиления будет иметь лоренцеву форму

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B(\nu_B) \quad (8.9)$$

Максимальный коэффициент ВРМБ-усиления при $\nu = \nu_B$ дается выражением (8.7). Величина коэффициента ВРМБ-усиления в (8.9) получена при стационарных условиях и

действительна для непрерывной или квазинепрерывной накачки, ширина спектра которой много меньше $\Delta\nu_B$ - ширины линии ВРМБ - усиления.

Сопоставление коэффициентов усиления и времени жизни оптического (при ВКР) и акустического (при ВРМБ) фононов показывает, что большей инерционности процесса соответствует большая величина коэффициента усиления. Большая инерционность (узкополостность) ВРМБ по сравнению с ВКР приводит к тому, что если ширина спектра $\Delta\nu_H$ вводимого в световод сигнала значительно превосходит $\Delta\nu_B$, ВРМБ усиление существенно понижается. Это справедливо как для непрерывной накачки, так и для импульсной накачки с длительностью импульса $T_0 \ll T_B$, поскольку только та часть энергии сигнала, спектр которой совпадает со спектром ВРМБ, участвует в усилении. Если спектр накачки имеет лоренцев профиль с шириной на полувысоте $\Delta\nu_H$, то пиковое ВРМБ - усиление дается выражением

$$g_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_H} g_B(\nu_B), \quad (8.10)$$

где $g_B(\nu_B)$ следует из (8.7). Таким образом, если $\Delta\nu_H \gg \Delta\nu_B$, то ВРМБ – усиление уменьшается в $\Delta\nu_H / \Delta\nu_B$ раз.

В ВРМБ, как и в случае ВКР, возможен каскадный процесс: генерация стоксовых компонент высшего порядка после того, как мощность компоненты низшего порядка достигнет порога ВРМБ.

В многомодовых стеклянных световодах было обнаружено обращение волнового фронта при ВРМБ.

ВРМБ - усиление, как и комбинационное, можно использовать в волоконных лазерах, если поместить световод в резонатор.

Благодаря обратной связи пороговая мощность накачки лазера существенно ниже того, что дает выражение (8.8).

ВРМБ – усиление в световодах можно использовать для усиления слабых сигналов, частота которых смещена от частоты накачки на величину ВРМБ сдвига ν_B . Однако полоса пропускания ВРМБ – усиления $\Delta\nu_B \leq 100$ мгц, в то время как у ВКР – усилителей она составляет примерно 5Тгц.

ВРМБ можно также использовать при создании распределённых волоконных датчиков, способных обнаруживать изменения температуры и деформации на сравнительно больших расстояниях. Из выражения (8.4) следует, что ВРМБ-сдвиг по частоте зависит от эффективного модового показателя преломления и поэтому он меняется при любых изменениях среды. Показатель преломления кварца могут изменять как температура, так и давление. Отслеживая изменение бриллюэновского сдвига вдоль волокна, можно получить распределение температуры и давления на больших расстояниях.

В системах оптической связи можно увеличить расстояние между ретрансляторами, если непрерывную накачку вводить в световод навстречу сигналу.

ВРМБ имеет и негативную роль в системах оптической связи. А именно, если мощность излучения в световоде превышает порог ВРМБ, то заметная часть мощности преобразуется в стоксово излучение, распространяющееся в обратном направлении. В результате истощения накачки, во-первых, мощность сигнала на приемнике оказывается существенно меньше, чем в отсутствие ВРМБ, а во-вторых, порождается мощный сигнал, направленный обратно к передатчику, вызывая необходимость защиты его изолятором.

В случае многоканальной системы со спектральным уплотнением мощность в каждом канале должна быть ниже порога ВРМБ. В противном случае в системе могут возникнуть перекрестные помехи.

Т. к. полоса усиления ВРМБ невелика, то влияние ВРМБ в системах оптической связи может быть уменьшено путем увеличения ширины спектра источника (см. (8.10)), например, с помощью модуляции излучения лазера. В системах с амплитудной модуляцией, использующих внешний модулятор с узкой шириной линии источника, независимо от битовой скорости, порог ВРМБ возрастает, но не более чем в 2-4 раза, так как значительная часть мощности таких систем все еще содержится в оптической несущей.

Для увеличения пороговой мощности используют фазовую модуляцию излучения лазера с частотой ~ 10 кГц и девиацией частоты ~ 1 ГГц. При этом пороговая мощность увеличивается до 50 мВт. При прямой модуляции лазера чирп приводит к уширению спектра излучения лазера пропорционально битовой скорости. Так при скорости передачи 2,5 Гбит/с пороговая мощность ВРМБ достигает величин 100-200 мВт.

Ниже приведена таблица сравнительных характеристик ВКР и ВРМБ.

Таблица 2

ВКР	ВРМБ
1. Оптические фононы	1. Акустические фононы
2. Пороговый процесс $g_R \cdot P_0^{кр} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 15/20$	2. Пороговый процесс $g_B \cdot P_0^{кр} \cdot \frac{L_{эфф}}{S_{эфф}} \approx 20$
3. Коэффициент усиления $g_R = 10^{-13}$ м/Вт для $\lambda = 1$ мкм	3. Коэффициент усиления $g_B = 5 \cdot 10^{-11}$ м/Вт
4. Коэффициент усиления обратно пропорционален длине волны $g_R \sim \lambda^{-1}$	4. Коэффициент усиления не зависит от длины волны $g_B(\lambda) = const$
5. Отстройка частоты равна 13 ТГц	5. Отстройка частоты равна 11 ГГц для $\lambda = 1,55$ мкм
6. g_R не зависит от спектральной ширины импульса (в первом приближении)	6. g_B зависит от спектральной ширины импульса $g_B = \frac{\Delta V_B}{\Delta V_B + \Delta V_H} g_{B_{макс}}$
7. Происходит либо в том же направлении, что и накачка, либо – навстречу накачке	7. Происходит навстречу накачке

Глава 9.

Получение и распространение по световодам сверхкоротких и предельно коротких оптических импульсов.

В предыдущих разделах рассматривались нелинейные эффекты в световодах при распространении по ним квазинепрерывных или импульсных сигналов длительностью $T_0 > 1$ пс.

Представляет интерес рассмотреть световоды в качестве нелинейной среды для получения значительно более коротких оптических импульсов. А это, в свою очередь, ставит вопрос адекватного описания распространения таких импульсов по световодам.

9.1 Сжатие (компрессия) оптических импульсов.

Одним из важнейших применений нелинейных эффектов в волоконных световодах является сжатие (компрессия) оптических импульсов. Экспериментально были получены импульсы длительностью до 6 фс на $\lambda = 620 \text{ нм}$. Такой импульс состоит только из трех оптических периодов. Используются два вида компрессоров для сжатия импульсов: волоконно-решеточные компрессоры и компрессоры, основанные на эффекте многосолитонного сжатия.

Сжатие импульса во временном масштабе основано на том, что длительность спектрально-ограниченного импульса обратно пропорциональна ширине его спектра. Нелинейные эффекты, такие, например, как ФСМ позволяют существенно увеличить ширину спектра импульса (см. главу 3) и создать предпосылки для его укорочения. Чтобы получить импульс более короткий, чем исходный, нужно убрать частотную модуляцию, возникающую в импульсе одновременно с уширением спектра. Это по-разному осуществляется в двух

видах компрессоров: автоматически в многосолитонном компрессоре и с применением дифракционных решёток или отрезков световода со смещённой дисперсией в волоконно-решёточном компрессоре.

В волоконно-решёточном компрессоре применяется отрезок волоконного световода с положительной дисперсией групповых скоростей, за которым следует дисперсионная линия задержки с отрицательной дисперсией, представляющая собой пару дифракционных решеток. В результате нелинейного эффекта ФСМ происходит уширение спектра входного импульса, при этом ширина спектра на выходе световода может быть в 10^2 больше, чем на входе. Но выходной импульс имеет положительную частотную модуляцию – частота нарастает к заднему фронту. Чтобы убрать частотную модуляцию, не изменив ширину спектра, нужно пропустить импульс через линейный элемент с отрицательной дисперсией групповых скоростей, роль которого и выполняет пара дифракционных решеток. В результате получается спектрально-ограниченный импульс, длительность которого обратно пропорциональна ширине его спектра и поэтому существенно меньше, чем длительность входного импульса.

Компрессор, основанный на эффекте многосолитонного сжатия, состоит только из отрезка световода специально подобранной длины. Начальный импульс распространяется в области отрицательной дисперсии световода и сжимается автоматически за счет совместного действия ФСМ и ДГС (см. рис. 4.3). Компрессия здесь обусловлена фазой начального сжатия, через которую проходят все солитоны высших порядков до того, как их начальная форма восстановится после одного периода солитона. Коэффициент сжатия F_C зависит от пиковой мощности импульса, определяющей порядок солитона N , и хорошо аппроксимируется эмпирическим соотношением $F_C \approx 4N$.

Оба типа компрессоров взаимно дополняют друг друга, работая обычно в разных областях спектра. Граница определяется длиной волны нулевой дисперсии (~ 1.3 мкм для кварцевых световодов). Волоконно-решеточный компрессор используется для сжатия импульсов в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Компрессоры, основанные на эффекте многосолитонного сжатия, используются в области 1.3 - 1.6 мкм. В области 1.3 мкм за счет использования световодов со смещенной дисперсией можно применять компрессоры обоих типов.

Двухкаскадная схема сжатия, где использовались оба типа компрессоров, позволила получить коэффициент сжатия 5000 в области 1.32 мкм: исходные 90 пс были сжаты до 18 фс (содержат только четыре оптических периода).

Аналогом рассмотренных выше временных компрессоров в пространственной оптике является линза, осуществляющая фокусировку параллельного пучка света. Линза увеличивает пространственный спектр пучка и одновременно осуществляет фазировку разных пространственных спектральных составляющих в своей фокальной плоскости.

9.2 Учет дисперсионных и нелинейных эффектов высших порядков при распространении по световоду сверхкоротких и предельно-коротких импульсов.

Нелинейная динамика распространения сверхкоротких импульсов ($T_0 < 1\text{нс}$) приводит к модификации уравнения (1.9) по следующим причинам. Во-первых, при укорочении длительности импульса спектр его расширяется, $(\omega - \omega_0)$ увеличивается. Поэтому в разложении $\beta(\omega)$ по степеням $(\omega - \omega_0)$ нельзя пренебречь членом, пропорциональным $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3$. Это тем более актуально для практически важного случая распространения импульса вблизи длины волны

нулевой дисперсии ($\lambda_0 \cong 1.3$ мкм), когда $\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \sim 0$ и возрастает

роль кубичной дисперсии $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}$. Во-вторых, при

распространении достаточно мощных коротких импульсов в нелинейной среде картина временной огибающей ФСМ импульса неизменной формы не отвечает действительности. Существенное нелинейное искажение формы огибающей возможно и в отсутствие дисперсии, и происходит из-за того, что нелинейная добавка к показателю преломления максимальна для вершины импульса и уменьшается на переднем и заднем фронтах. Это приводит к уменьшению скорости распространения центральной части импульса по сравнению с его фронтами и вызывает укрупнение заднего фронта. Этот эффект, известный как образование ударной волны огибающей, потребовал включения в уравнение распространения (1.9) кроме нулевого члена $\sim |A|^2 A$, члена

первого порядка $\sim \frac{\partial}{\partial T} |A|^2 A$, влияние которого увеличивается с ростом отношения $\frac{T_{onm}}{T_0}$, т.е. с укорочением длительности

импульса T_0 по сравнению с периодом оптической несущей T_{onm} . И, наконец, для сверхкоротких импульсов, нелинейный отклик уже нельзя полагать мгновенным, т.к. из-за расширения спектра импульса необходимо учитывать эффект ВКР-саморассеяния и его инерционность. В результате кубичная поляризация выражается интегральным соотношением, в котором фигурируют временные функции нелинейного отклика в виде

$$\begin{aligned} \bar{P}_{ин}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \bar{E}(\vec{r}, t_1) \times \\ \times \bar{E}^*(\vec{r}, t_2) \cdot \bar{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \end{aligned} \quad (9.1)$$

В выражении (9.1) $\chi^{(3)}$ - комплексная, зависящая от частоты функция. Действительная, нерезонансная часть $\chi^{(3)}$ вносит вклад в изменение действительной части показателя преломления. Мнимая, резонансная часть $\chi^{(3)}$ связана с ВКР - усилением.

В приближении малых возмущений обобщенное уравнение распространения принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \frac{d^3 \beta}{d\omega^3} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = \\ = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \end{aligned} \quad (9.2)$$

$$\text{где } T_R = \int_0^\infty t R(t) dt \quad (9.3)$$

а $R(t)$ определено в выражениях (7.12) и (7.13).

В уравнении (9.2), по-прежнему, использовано предположение о медленности изменения огибающей оптического импульса. Уравнение (9.2) называют обобщённым уравнением Шредингера.

Введем нормированную амплитуду из (1.10) и, пренебрегая потерями, из (9.2) получим

$$\begin{aligned} i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\text{sgn}\left(\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}\right)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + i \frac{\text{sgn}\left(\frac{d^3 \beta}{d\omega^3}\right)}{6L_D'} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3} = \\ = -\frac{1}{L_{nl}} \left[|U|^2 U + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|U|^2 U) - T_R U \frac{\partial}{\partial T} (|U|^2) \right], \end{aligned} \quad (9.4)$$

$$\text{где } L_D = \frac{T_0^2}{\left| \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right|}, \quad L_D' = \frac{T_0^3}{\left| \frac{d^3 \beta}{d\omega^3} \right|}, \quad L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}.$$

Используя нормированные переменные времени $\tau_R = \frac{T_R}{T_0}$;

$\tau = \frac{t - z/V_{cp}}{T_0}$ и длины $\xi = \frac{z}{L_D}$, из (9.4) получим

$$\begin{aligned} i \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{\operatorname{sgn}\left(\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}\right)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i \operatorname{sgn}\left(\frac{d^3 \beta}{d\omega^3}\right) \delta \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = \\ = -\frac{L_D}{L_{нл}} \left[|U|^2 U + i s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - \tau_R U \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2) \right]. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Уравнения распространения (9.2), (9.4) и (9.5) можно использовать для изучения распространения сверхкоротких импульсов длительностью от 1 пс до 100 фс в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.

Параметры δ, s, τ_R определяют, соответственно, эффекты линейной дисперсии высшего порядка, зависимости групповой скорости от интенсивности и задержки нелинейного отклика. Их явное выражение

$$\delta = \frac{d^3 \beta / d\omega^3}{6 \left| \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right| T_0}; \quad s = \frac{2}{\omega_0 T_0}; \quad \tau_R = \frac{T_R}{T_0} \quad (9.6)$$

где ω_0 - центральная частота оптической несущей.

Все три параметра изменяются обратно пропорционально длительности импульса, и ими можно пренебречь при $T_0 \geq 1 \text{ пс}$.

Рассмотрим структуру импульса, определяемую уравнением (9.4), вначале пренебрегая всеми нелинейными членами. Учет кубического дисперсного члена объясняет асимметричность импульса и возникновение осцилляций на его

заднем фронте в случае положительной величины $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}$ (рис.

9.1). Когда $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}$ отрицательна, то осцилляции появляются на переднем фронте. Кубичный дисперсионный член становится существенным если $L_{D'} \leq L_D$.

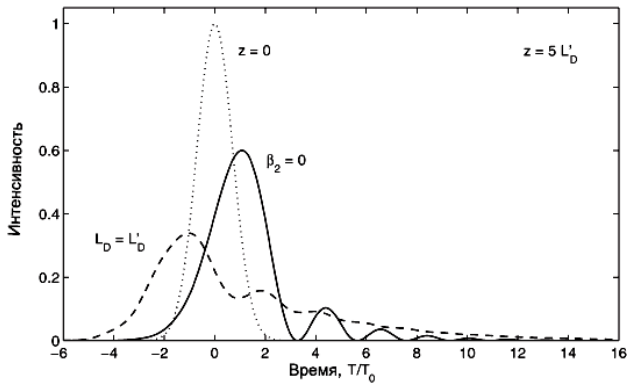


Рис. 9.1. Форма импульсов при $z = 5L_{D'}$ в присутствии дисперсии высшего порядка, имевших при $z=0$ гауссовскую форму (точечная линия). Сплошная линия соответствует случаю $\lambda_0 = \lambda_D$. Пунктирной линией показан эффект малых β_2 , когда λ_0 и λ_D точно не совпадают и $L_D = L_{D'}$

Условие $L_{D'} \leq L_D$ выполняется либо при уменьшении длительности импульса, о чем говорилось выше, либо при длине волны несущей оптического импульса λ_0 , совпадающей с

длиной волны $\lambda_D \approx 1,3 \mu\text{м}$, при которой $\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = 0$. Из рис. 9.1

следует, что в случае $\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = 0$ глубина осцилляций возрастает, так что интенсивность спадает до нуля между соседними периодами.

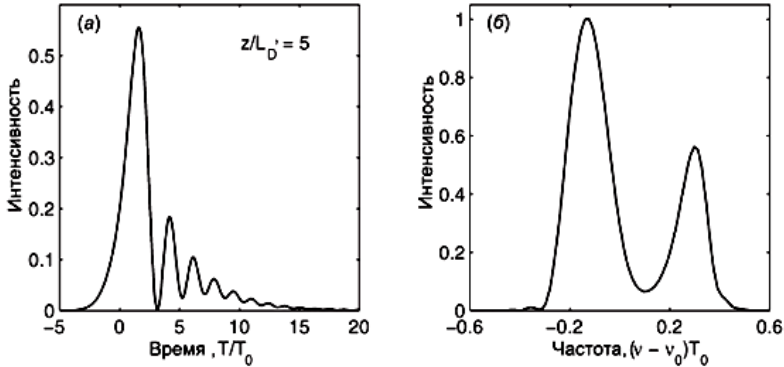


Рис. 9.2. Форма импульса и спектр, формирующиеся из гауссовского импульса без частотной модуляции на длине $z = 5L_D$ при $\bar{N} = 1$, если его длина волны была точно равна длине волны нулевой дисперсии, а значит, при $\beta_2 = 0$ и $\beta_3 > 0$.

Рассмотрим случай распространения импульса в световоде вблизи длины волны нулевой дисперсии ($\lambda_0 \approx 1,3 \mu\text{м}$), включив в рассмотрение нелинейный член, определяющий эффект ФСМ (первый член в правой части (9.4.)), пренебрегая нелинейными членами высшего порядка. Дисперсионные эффекты будут определяться кубичным членом $\frac{d^3\beta}{d\omega^3}$, который будем считать > 0 . На рис. 9.2 показаны форма и спектр импульса на длине световода $\xi' = z/L_D = 5$ для случая

$\bar{N}^2 = \frac{L_{D'}}{L_{nl}} = \gamma P_0 T_0^3 \left/ \left| \frac{d^3 \beta}{d\omega^3} \right| \right. = 1$. На входе в световод импульс был

гауссовским без частотной модуляции.

Сравнение рис. 9.1 и рис. 9.2 показывает, что действие ФСМ состоит в увеличении числа осцилляций на заднем фронте импульса. В то же время интенсивность не спадает до нуля в минимумах. Спектр импульса состоит из двух асимметричных пиков. В этом проявляется влияние кубического дисперсионного члена, т.к. в отсутствие дисперсии в результате ФСМ формируется симметричный двухпиковый спектр. Эволюция импульса и его спектр для случая $\bar{N} = 10$ и $\frac{z}{L_{D'}} = 0.1$ показаны на рис. 9.3.

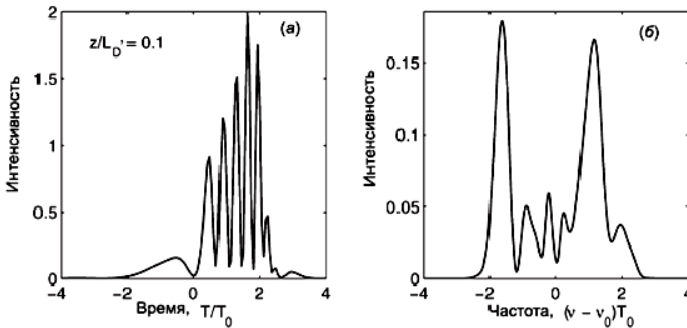


Рис. 9.3. Форма импульса и его спектр, формирующиеся в точке $z/L_{D'} = 0,1$ при условиях, идентичных случаю, показанному на рис. 9.2, с тем отличием, что $\bar{N} = 10$.

Входной импульс, также как и в предыдущем случае, имел гауссову форму без частотной модуляции. Из рис. 9.3 следует, что на импульсе формируется осциллирующая структура с глубокой модуляцией. Особенностью спектра,

также как и на рис. 9.2, является то, что энергия концентрируется в двух спектральных областях. Одна из частей спектра лежит в области аномальной дисперсии, в которой могут формироваться солитоны. Энергия в другой спектральной области (нормальной дисперсии) рассеивается в процессе распространения.

Второй член в правой части уравнений (9.2), (9.4) и (9.5) определяет такой нелинейный эффект, как образование ударной волны огибающей. Этот эффект обусловлен зависимостью групповой скорости от интенсивности. Образование ударной волны ведет к асимметрии ФСМ–уширения спектра. Рассмотрим вначале бездисперсионный случай в предположении безынерционного нелинейного отклика.

Уравнение (9.5) введением нормированной длины $Z = \frac{z}{L_{nl}}$

приводится к виду

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} = - \left[|U|^2 U + s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) \right]. \quad (9.7)$$

В этом случае уравнение (9.7) можно решить аналитически. Анализ полученного решения показывает, что, распространяясь в световоде, импульс становится несимметричным, его максимум смещается на задний фронт. Задний фронт становится все круче и круче с увеличением Z . С физической точки зрения групповая скорость зависит от интенсивности таким образом, что пик импульса движется с меньшей скоростью, чем его крылья. На рис. 9.4 показаны рассчитанные формы импульса для $z = 10$ и 20 при

$$s = \frac{2}{\omega_0 \tau_0} = 0.01.$$

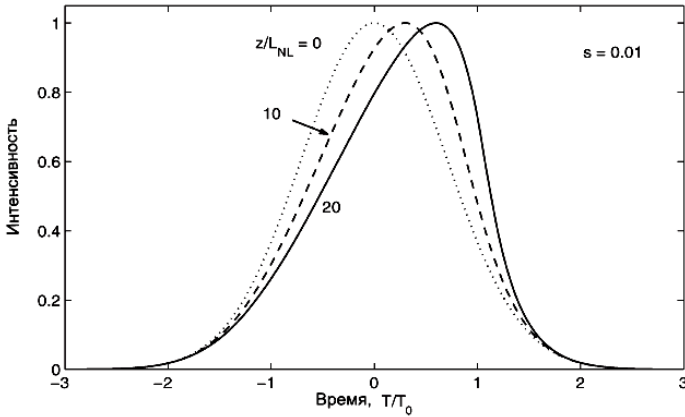


Рис. 9.4. Образование ударной волны огибающей гауссовского импульса в бездисперсионном случае. Точечной линией показана форма начального импульса при $z = 0$. Сплошной и штриховой линиями показана деформация его формы при распространении по световоду.

Укручение заднего фронта импульса в конце концов приводит к образованию оптической ударной волны. Критическую длину формирования ударной волны $z_{кр}$ можно определить, устремляя $\frac{\partial U}{\partial \tau}$ к бесконечности. В результате

$$\text{имеем } z_{кр} \approx 0,4 \frac{L_{нл}}{S}.$$

Для фемтосекундных импульсов ($T_0 \sim 100 \text{ фс}$, $P_0 \sim 1 \text{ кВт}$) $z_{кр}$ оказывается $\sim 1 \text{ м}$.

Предположение о равенстве нулю квадратичной дисперсии $\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$ в уравнении (9.7) на практике не выполняется, т. к., во-первых, импульс характеризуется шириной спектра

$\Delta\omega \sim \frac{2\pi}{T_0}$ и, если даже $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$ равно нулю для центральной частоты, то для крыльев спектра импульса квадратичная дисперсия отлична от нуля. Во-вторых, вследствие спектрального уширения из-за ФСМ импульс создает свою собственную величину $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$, оценить которую можно как

$$\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \cdot \left| \frac{\delta\omega_{\text{макс}}}{2\pi} \right|, \quad \text{где } \delta\omega_{\text{макс}} - \text{максимальное смещение}$$

частоты за счет ФСМ. И, наконец, чем круче волновой фронт, тем шире спектр и больше дисперсия. Поэтому на практике оптическая ударная волна, соответствующая бесконечно резкому заднему фронту, никогда не формируется из-за ДГС. ДГС ослабляет ударную волну, уширяя крутой задний фронт. Потери в световоде также задерживают образование оптической ударной волны.

Рассмотрим влияние зависимости групповой скорости от интенсивности на поведение импульса при учете аномальной квадратичной дисперсии и ФСМ. Для этого случая уравнение распространения солитона, полученное из (9.5), имеет вид:

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = -N^2 \left[|U|^2 U + is \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) \right]. \quad (9.8)$$

Кубичной дисперсией пренебрегаем ($\delta = 0$), а нелинейный отклик считаем мгновенным ($\tau_R = 0$).

На рис. 9.5 показана эволюция импульса, следующая из уравнения (9.8) в случае распространения по световоду фундаментального солитона ($N = 1$). Т.к. вершина импульса движется медленнее, чем края, она сдвигается к заднему фронту. Дисперсия групповых скоростей ослабляет укручение фронта волны.

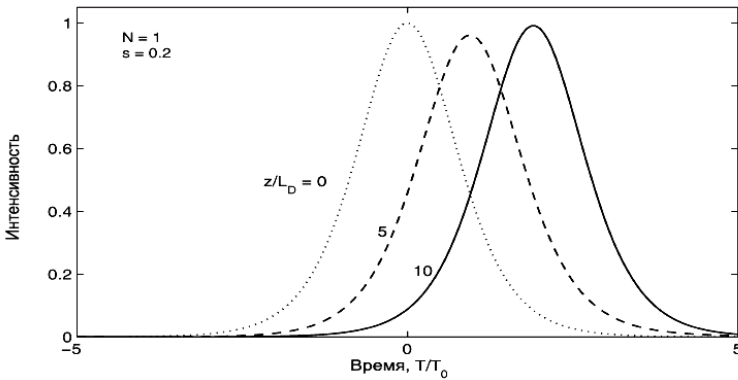


Рис. 9.5. Формы импульсов при $\xi = 5$ и $\xi = 10$ для фундаментального солитона при учете зависимости групповой скорости от интенсивности ($s=0,2$). Для сравнения точечной кривой показана начальная форма импульса. Сплошная и штриховая кривые совпадают с начальной формой в том случае, когда $s=0$

Влияние зависимости групповой скорости от интенсивности на солитоны высших порядков приводит к развалу таких солитонов на составные части. Это явление называется распадом связанного состояния солитона и объясняется следующим образом. В отсутствие зависимости групповой скорости от интенсивности два солитона второго порядка ($N=2$) образуют связанное состояние, поскольку они распространяются с одинаковой скоростью (собственные значения имеют одинаковые действительные части). Эффект зависимости групповой скорости от интенсивности снимает вырождение так, что два солитона распространяются с различными скоростями. В результате они пространственно разделяются, и это разделение увеличивается практически линейно с расстоянием.

Эффект задержки нелинейного отклика (последний член в правой части уравнения (9.5), пропорциональный $\tau_R = \frac{T_R}{T_0}$), доминирует над зависимостью групповой скорости от интенсивности, также вызывая распад солитонов высшего порядка: при одном и том же значении параметров s и τ_R распад солитона за счет τ_R происходит на меньшей относительной длине z/L_D . Еще одна важная особенность состоит в том, что при учете зависимости групповой скорости от интенсивности оба солитона задерживаются, в то время как в случае инерционности нелинейного отклика малоинтенсивный солитон ускоряется и оказывается на переднем фронте начального импульса, а солитон большей интенсивности замедляется. На рис. 9.6 приведена динамика формы и спектра импульса, иллюстрирующая распад солитона под действием внутриимпульсного комбинационного рассеяния. Наиболее важная особенность спектра (рис. 9.6 б) – значительный сдвиг солитонного спектра в длинноволновую область. Такой длинноволновый сдвиг наблюдался в эксперименте. Этот эффект называется самосдвигом частоты солитона, поскольку он вызван самим импульсом и интерпретируется как вынужденное комбинационное саморассеяние импульса, возникающее даже если порог ВКР с уровня шумовой затравки еще не достигается. Входной импульс, являющийся солитоном высшего порядка, в начальной фазе распространения укорачивается с одновременным уширением спектра. Спектральное уширение красного крыла обеспечивает затравку для комбинационного усиления, т.е. через ВКР синие компоненты импульса служат накачкой для красных компонент. Во временном рассмотрении энергия в области красных компонент проявляется в виде импульса, запаздывающего относительно начального. Это импульс ВКР.

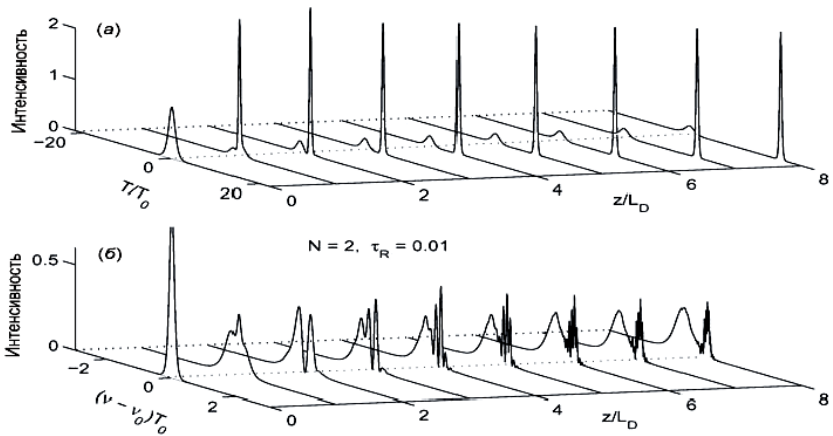


Рис. 9.6. Динамика формы импульса (а) и его спектра (б) для солитона второго порядка ($N=2$) при $\tau_R=0.01$, иллюстрирующая распад солитона под действием внутриимпульсного комбинационного рассеяния ($L_D \equiv z_0 \frac{2}{\pi}$).

Таким образом, дисперсионные и нелинейные эффекты высшего порядка, присутствующие в обобщённом нелинейном уравнении Шредингера (9.2), (9.4) и (9.5), приводят к асимметрии огибающей сверхкороткого импульса и его спектра, к появлению осцилляций в огибающей импульса и его спектре, к развалу солитона и самосдвигу его частоты в стоксову область.

Для количественного описания нелинейной динамики сверхкоротких оптических импульсов длительностью $T_0 < 100\text{ фс}$, но всё ещё содержащих много оптических периодов (~ 10), может быть использовано следующее уравнение.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \frac{d^3 \beta}{d\omega^3} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = \\ = i\gamma(\omega_0) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[A(z, T) \int_0^\infty R(t) |A(z, T-t)|^2 dt \right], \end{aligned} \quad (9.9)$$

Распространение по световоду ультракоротких или предельно коротких оптических импульсов, содержащих всего несколько оптических периодов (импульсов, полученных в разделе 9.1) описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k=2}^n \frac{i^k}{k!} \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} + i\gamma(\omega_0) \times \\ \times \left(1 + i \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{n_2} \left(\frac{\partial n_2}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} - \frac{1}{S_{эфф}} \left(\frac{\partial S_{эфф}}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \right) \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \\ \times \left[A(z, T) \int_0^\infty R(T') |A(z, T-T')|^2 dT' \right], \end{aligned} \quad (9.10)$$

В уравнении (9.10) в первый член в правой части иногда включаются дисперсионные члены вплоть до двенадцатого порядка, чтобы адекватно описать предельно короткие импульсы. Из выражения (9.10) также видно, что в него включены члены, отражающие зависимость от частоты коэффициента нелинейного преломления n_2 и эффективной площади моды $S_{эфф}$. Для количественного описания ещё более коротких импульсов, состоящих из одного или части периода, перспективным является подход, описывающий эволюцию не огибающей импульсов, а непосредственно их поля.

Глава 10

Нелинейные эффекты в оптических системах связи.

В предыдущих разделах было рассмотрено воздействие оптической нелинейности либо на отдельные световые импульсы, либо нелинейное взаимодействие непрерывных световых волн с различными несущими частотами. В данной главе будет проведен анализ влияния нелинейных искажений на характеристики систем связи.

Основной нелинейно-оптический механизм деградации систем связи – искажение сигналов из-за вариации показателя преломления под действием эффекта Керра: вариации n переходят в вариации фаз оптических сигналов. Сдвигам фаз соответствуют частотные сдвиги ($\delta\omega = d/dt(\delta\varphi)$), которые при наличии хроматической дисперсии превращаются в модуляцию амплитуды.

Эти искажения сигналов приводят к тому, что рассмотренные в разделе 9 сверхкороткие и предельно короткие оптические импульсы в настоящее время не применяются в системах оптической связи. А используются импульсы существенно большей длительности. Так, при скорости передачи информации 40 Гбит/с длительность импульсов, несущих информацию составляет 15-25 пс.

Поэтому распространение оптических сигналов с фиксированной поляризацией в системах оптической связи описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ).

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2(z)\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\alpha(z)}{2}E = i\gamma|E|^2 E \quad (10.1)$$

Нелинейный параметр γ выражается через нелинейный коэффициент преломления n_2 : $\gamma = n_2 \omega_0 / (c S_{\text{эфф}})$, где $S_{\text{эфф}}$ – эффективная площадь моды. Если потери α пренебрежимо малы ($\alpha = 0$), а дисперсия второго порядка не зависит от пространственной координаты ($\beta_2(z) = \beta_2$), то уравнение (10.1) в случае аномальной дисперсии ($\beta_2 < 0$) имеет солитонные решения (см. раздел 4.2). Для телекоммуникационных применений наиболее интересны фундаментальные солитоны, описываемые выражением (4.5), которые обладают способностью сохранять свою форму при распространении вдоль волокна за счет баланса дисперсии и нелинейной самомодуляции. Интенсивные исследования подтвердили принципиальную возможность создания солитонных линий связи, однако выявили и их существенные недостатки. Так при скорости 10 Гбит/с для солитонной передачи необходимо использовать линии с малой величиной дисперсии ($D < 3 \text{ пс}/(\text{нм} \cdot \text{км})$), но при столь малом значении дисперсии ограничивающим фактором становится эффект ЧВС между соседними спектральными каналами в линиях связи с плотным расположением каналов. По этой причине солитонные линии связи не очень привлекательны для создания коммерческих систем связи.

Следует подчеркнуть, что солитонная передача это не отдельный формат, а частный случай широкого класса амплитудных форматов с возвращением к нулю (RZ ASK). Поскольку влияние нелинейных эффектов в очень большой степени определяется форматом модуляции, прежде чем перейти к более детальному анализу влияния нелинейных эффектов следует предварительно рассмотреть наиболее перспективные для оптической связи форматы модуляцию

10.1. Форматы модуляции, используемые в оптических системах связи

Три параметра оптической волны в одномодовом волокне могут быть использованы для передачи информации: интенсивность (амплитуда), фаза (или частота) и поляризация. В зависимости от того, какой параметр используется для кодирования информации, различают амплитудную модуляцию, фазовую (или частотную) модуляцию и поляризационную модуляцию. При этом следует иметь в виду, что ряд форматов, использующих амплитудную модуляцию, содержит некоторую фазовую модуляцию, которая не несет никакой информации. Аналогично оптические сигналы в фазовых форматах обладают также и амплитудной модуляцией, не несущей самостоятельной информации.

В то же время применяются многоуровневые форматы, в которых информация кодируется как амплитудой (интенсивностью), так и фазой световой волны. Недавно начаты исследования форматов, в которых информация кодируется модуляцией частоты (FSK, Frequency Shift Keying).

В оптических системах связи фазовые форматы модуляции обычно используются в дифференциальной форме, в которой информация закладывается в относительный сдвиг фазы несущих двух последовательных импульсов. В приемнике такой фазовый сдвиг преобразуется в амплитудную модуляцию с использованием оптических линий задержки и интерференции. Для обозначения этих форматов используется аббревиатура DPSK (Differential Phase Shift Keying). Для детектирования данных, закодированных в абсолютном значении фазы, необходимо использовать когерентную демодуляцию полученного сигнала, поэтому его применение возможно только в когерентных системах связи.

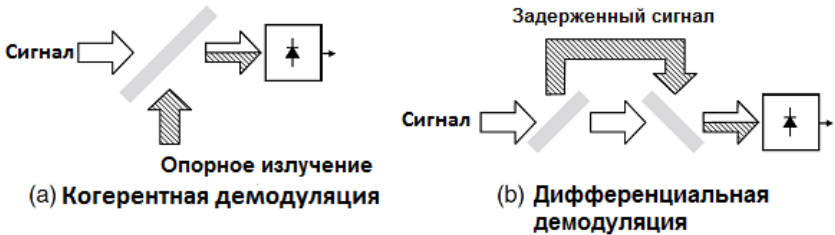


Рис. 10.1. Способы преобразования фазовой модуляции в амплитудную. Когерентная демодуляция (а) преобразует фазовую модуляцию в амплитудную при когерентном сложении с опорным излучением. Дифференциальная демодуляция (б) преобразует фазовую модуляцию в амплитудную при сложении сигнала с его задержанной копией.

Амплитудная модуляция. При амплитудной модуляции в системах оптической связи осуществляется изменение мощности оптического излучения передатчика. Исторически первым форматом, используемым в оптической связи, был бинарный амплитудный формат (ASK), в котором логической единице соответствует наличие оптического импульса, а логическому нулю – его отсутствие. Сигнал в таком формате можно получить путем прямой модуляции тока накачки лазера передатчика электрическим сигналом в двоичном формате. Благодаря простоте и экономичности технической реализации бинарный ASK является самым распространенным форматом и в настоящее время.

Передатчики на основе лазеров с прямой модуляцией доминируют в относительно низкоскоростных системах

передачи (менее 2,5 Гбит/с), особенно в городских сетях и сетях доступа. Недостатком передатчиков с прямой модуляцией является наличие паразитной частотной и амплитудной модуляции, связанных с переходными процессами в полупроводниковых лазерах. Современные передатчики с прямой модуляцией обеспечивают максимальную скорость передачи 10 Гбит/с. Однако по дальности передачи информации и спектральной эффективности системы связи с такими передатчиками далеки от оптимальных.

Существенно увеличить технические параметры системы связи позволяет использование передатчиков на основе полупроводниковых лазеров с непрерывным излучением и внешней модуляцией.

Наиболее популярным среди амплитудных форматов остается наиболее простой в реализации формат без возвращения к нулю (NRZ ASK). В этом формате сигнал, соответствующий логической единице, формируется оптическим импульсом, длительность которого равна периоду следования символов $1/B$ (где B – скорость передачи). Нулю соответствует отсутствие оптического сигнала (или сигнал меньшего уровня).

В формате с «возвращением к нулю» (RZ ASK) любой символ «1» представляет собой импульс, длительность которого T может варьироваться, но всегда меньше периода символов $1/B$. Чтобы его сформировать, обычно к модулятору, формирующему NRZ сигнал, добавляется устройство, осуществляющее периодическую модуляцию проходящего излучения с удвоенной частотой следования импульсов.

В 10 Гбит/с сетях связи формат RZ получил широкое распространение из-за его более высокой устойчивости к нелинейности волокна. Помимо «стойкости» к нелинейным искажениям при распространении, у сигналов RZ есть дополнительное преимущество – они более устойчивы к поляризационной модовой дисперсии (ПМД), чем NRZ-

сигналы. Главным недостатком наряду с более сложным передатчиком, является более широкий спектр и меньшая устойчивость к хроматической дисперсии.

Целая группа ASK форматов наряду с амплитудной содержит фазовую модуляцию, которая хотя и не несет самостоятельно никакой информации, способствует улучшению качества передаваемого сигнала в присутствии тех или иных искажений. К таким форматам относятся следующие:

CRZ ASK – чирпированный (содержащий частотную модуляцию) формат с возвращением к нулю;

CSRZ ASK – формат с подавленной несущей, характеризуется сдвигом на π фаз соседних битов;

APRZ ASK – формат с переменной фазой несущей, характеризуется сдвигом на половину π фаз соседних битов;

DB ASK – двойной бинарный формат, характеризуется сдвигом на π фазы каждой 1, следующей за предыдущей через нечетное число 0;

AMI ASK – формат с чередующейся полярностью импульсов, несущих символы 1. Иными словами, фазы соседних единиц сдвинуты на π вне зависимости от наличия или отсутствия между ними нулей;

SSB ASK – формат с одной боковой полосой;

VSB ASK – формат с одной подавленной боковой полосой.

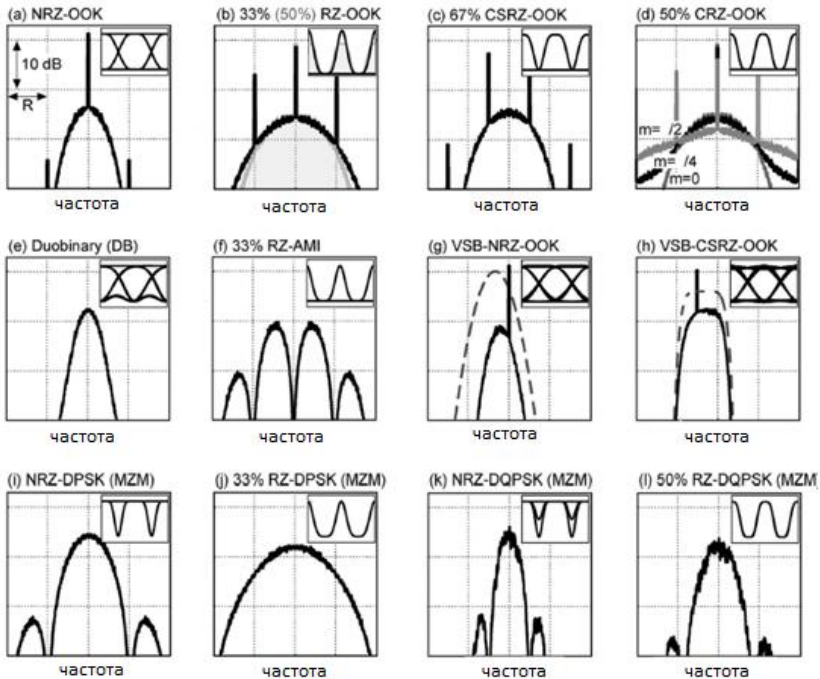


Рис. 10.2. Оптические спектры сигналов в разных модуляционных форматах; на вставках временные зависимости интенсивности (глаз-диаграммы).

Поток сигналов в формате CRZ формируется при прохождении RZ-сигнала через фазовый модулятор, на который подается периодический сигнал на частоте следования информационных сигналов ν , формирующий квадратичную фазовую т.е. линейную частотную модуляцию. Спектр сигнала в формате CRZ шире спектра RZ-сигнала, что ограничивает максимально достижимую спектральную эффективность и, таким образом, пропускную способность. Однако этот формат получил широкое распространение в 10 Гбит/с подводных

системах, потому что он несколько более устойчив к нелинейным эффектам. CRZ особенно хорошо противостоит внутрисимвольным нелинейным искажениям (т.е. искажениям, влияющим на форму отдельного изолированного импульса).

В формате RZ с подавленной несущей (CSRZ, Carrier Suppressed RZ) фазы соседних информационных символов сдвигаются на π путем дополнительной фазовой модуляции на частоте, равной половине частоты следования импульсов.

Формат APRZ (Alternate Phase RZ), в котором каждый последующий символ сдвинут по фазе относительно предыдущего на половину π , характеризуется более существенным снижением внутриканальных межсимвольных искажений, наиболее существенных при скоростях передачи информации 40 Гбит/с и больше.

Двойной бинарный формат (DB, Duobinary) относится к классу корреляционных форматов, в которых фаза импульсов меняется, во взаимосвязи с передаваемой информацией. Конкретно в формате DB фаза изменяется на π у каждой 1, следующей за предыдущей через нечетное число 0. Главное достоинство двойного бинарного формата состоит в более узком спектре и меньшей подверженности искажениям из-за хроматической дисперсии. Ослабление влияния хроматической дисперсии легко понять на примере последовательности сигнала, передающего последовательность символов 101, которая в DB формате кодируется последовательностью 10-1. Поэтому при расширении импульсов, кодирующих единицы, они складываются во временном слоте, отведенном для нуля, в противофазе, т.е. фактически их интенсивности вычитаются. Такая модуляция фаз в DB формате также помогает снижать вредное воздействие внутриканальных межсимвольных нелинейных эффектов при скоростях передачи информации 40 Гбит/с. Часто двойной фазомодулированный формат называют фазо-модулированной бинарной передачей (PSBT, Phase Shaped Binary Transmission).

Формат с чередующейся полярностью (AMI) также относится к классу корреляционных форматов. В нем фазы соседних единиц изменяются на π вне зависимости от наличия или отсутствия между ними нулей.

Оптические спектры всех рассмотренных ранее ASK форматов симметричны относительно оптической несущей. С точки зрения теории информации достаточно одной половины спектра, а вторая является избыточной. Поэтому в системах связи со спектральным мультиплексированием применяется усечение оптического спектра информационных каналов путем очень узкополосной фильтрации. Использование фильтров дает возможность получить сигналы с одной боковой полосой (SSB, Single SideBand) или частично подавленной боковой полосой (VSB, Vestigial SideBand). Спектральная эффективность SSB- и VSB-форматов повышается за счет устранения избыточной информации, присущей NRZ и RZ-форматам. Однако оказалось, что подавленная часть спектра канала имеет тенденцию восстанавливаться из-за нелинейностей.

Фазовые форматы модуляции. В этом классе форматов модулируемым параметром является фаза. Поскольку модуляция абсолютного значения фазы применима только в когерентных оптических системах, практический интерес представляют форматы на основе дифференциальной фазовой модуляции (DPSK). В отличие от рассмотренных выше форматов, в DPSK информация содержится в разности фаз между двумя последовательными импульсами, при этом форма временной зависимости мощности излучения информации не несет. В бинарных фазовых форматах фаза принимает только два значения 0 и π . Две схемы формирования DPSK сигнала приведены на рис. 10.3.

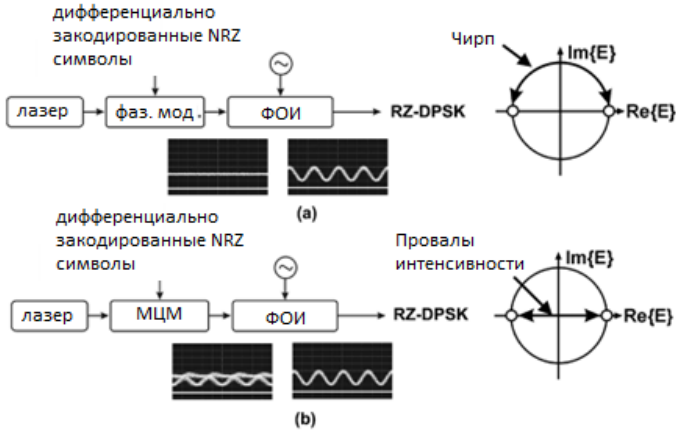


Рис. 10.3. Две схемы передатчиков DPSK формата: с использованием фазового модулятора (а) и с использованием модулятора Маха-Цандера (МЦМ) (б). Формирователь импульсов (ФОИ) преобразует формат NRZ DPSK в формат RZ DPSK. Справа на амплитудно-фазовых диаграммах показаны процессы перехода между двумя значениями фазы в двух схемах реализации DPSK формата.

Предпочтительнее использование схемы с модулятором Маха – Цандера, настроенного таким образом, что уровни интенсивности символов «1» и «0» идентичны. Возможно использование DPSK-модулятора в комбинации с формирователем RZ- или CSRZ-импульсов. Такой формат обозначается RZ DPSK и CSRZ DPSK, соответственно. Для этого используется формирователь импульсов (см. рис.10.4.) на основе модулятора Маха-Цандера полностью аналогичный формирователю импульсов в RZ ASK форматах.

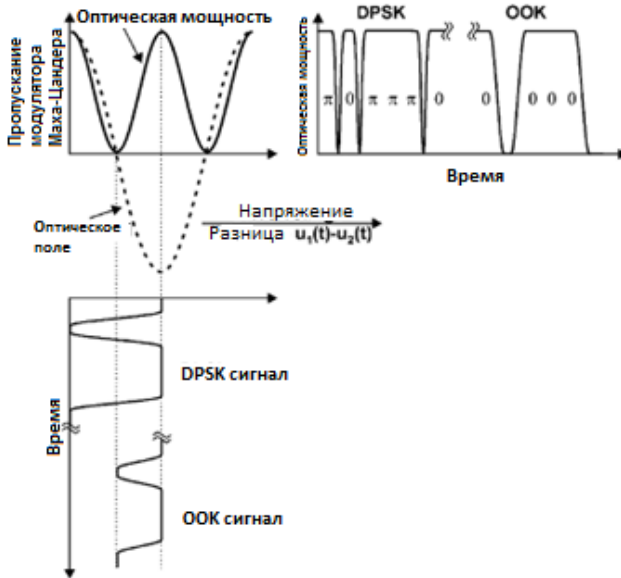


Рис. 10.4. Принцип передачи информации в формате DPSK с использованием модулятора Маха-Цандера. Для примера показана работа этого же модулятора при амплитудной модуляции (ASK или OOK).

Поскольку информация содержится в изменении фазы от символа к символу, то сигнал, управляющий фазовым модулятором, необходимо сначала преобразовать, используя процедуру, называемую дифференциальным кодированием.

Приемник оптического излучения должен осуществить преобразование фазовой модуляции в амплитудную. Для реализации дифференциального метода детектирования в DPSK формате используется пассивный интерферометр Маха – Цандера, у которого одно плечо длиннее другого на один бит. Таким образом, в течение каждого интервала времени T фаза принятого символа сравнивается с фазой предыдущего. Если они совпадают, то детектируется логическая «1», а если

разность фаз равна π – логический «0». Следует отметить, что у интерферометра Маха-Цандера два выхода – в одном сигналы складываются синфазно, а в другом – противофазно. В принципе для получения информации достаточно использовать один приемник в каком-либо канале. Интересно отметить, что сигнал в синфазном направлении оказывается в DB формате, а сигнал в противофазном направлении оказывается в AMI формате. Однако в настоящее время повсеместно используется разностная схема измерения с двумя фотодиодами (рис. 10.5). Это позволяет уменьшить вероятность появления ошибки и тем самым повышает чувствительность приемника примерно на 3 дБ.

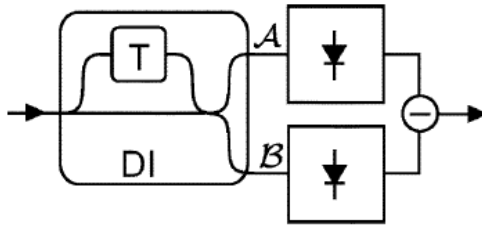


Рис. 10.5. Оптическая схема балансного приемника цифровых сигналов в формате DPSK.

Многоуровневые форматы модуляции. Интерес к многоуровневым форматам модуляции растет по мере увеличения скорости передачи информации в оптических системах связи. Поскольку каждый символ несет в себе $N = \log_2 M$ бит информации (M – число различных уровней), то скорость передачи символов в N раз меньше скорости передачи символов в бинарных форматах, рассмотренных выше. Из всех возможных вариантов многоуровневых форматов, включая многоуровневые амплитудные, фазовые и смешанные амплитудно-фазовые форматы, наиболее близок к практическому применению четырехуровневый фазовый формат модуляции (DQPSK, Differential Quaternary Phase Shift Keying). В этом формате два бита информации кодируются

четырьмя значениями фазы: 0, $\pi/2$, π , $-\pi/2$. Более сложные форматы исследуются в последнее время применительно к когерентным системам связи (рис. 10.6).

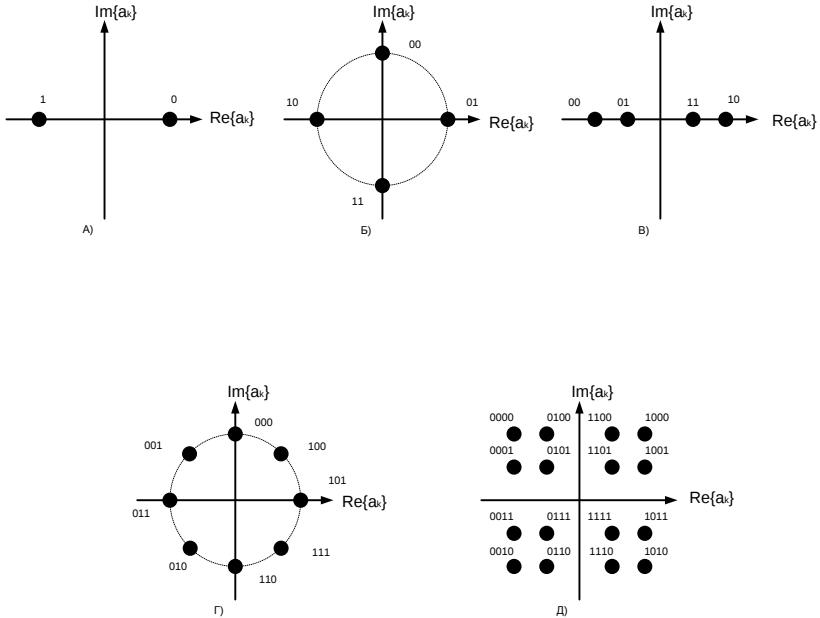


Рис. 10.6. Представление многоуровневых форматов модуляции на амплитудно-фазовых диаграммах.

10.2. Режимы работы оптических систем связи

Для скоростей передачи информации 10 Гбит/с и выше можно выделить три важных режима работы систем передачи информации с точки зрения реализации защиты от нелинейных искажений: режим дисперсионно управляемых солитонов; квазилинейная передача и псевдо линейная передача.

Дисперсионно управляемые солитоны. Еще в 1995 году было показано [Suzuki 1995], что солитонный эффект может играть существенную роль также и в линиях связи на основе волокон с большой дисперсией ($D > 3\text{ пс}/(\text{нм}\cdot\text{км})$), если используется периодическая компенсация накопленной дисперсии при помощи компенсирующих дисперсию волокон (DCF). Если линия связи с такой периодически изменяющейся дисперсией имеет малое среднее значение дисперсии, то НУШ (10.1) имеет решение, получившее название дисперсионно управляемого солитона (Dispersion-managed soliton, Dms). Следует отметить, что для реализации дисперсионно управляемого солитонного режима, по-прежнему, требуется баланс между дисперсионным и нелинейным самовоздействием в среднем по линии, но не требуется точный баланс на каждом участке, как для фундаментального солитона. Для большинства типов телекоммуникационных волокон такой средний баланс достигается при канальной скорости примерно 10 Гбит/с. Именно поэтому все экспериментальные исследования дисперсионно управляемых солитонов проводились примерно при такой скорости.

Квазилинейная передача. Другой режим работы волоконно-оптической линии связи, называемый квазилинейной передачей, использует специальный АМ формат модуляции с возвращением к нулю и частотной модуляцией (чирпированный RZ ASK или CRZ ASK). Этот формат передачи, характеризуемый наличием периодической частотной модуляции, накладываемой на RZ ASK сигнал, позволяет ослабить солитонный эффект в линии связи и несколько улучшить характеристики сигнала. Этот режим передачи информации также наиболее подходит для скорости передачи информации 10 Гбит/с.

Псевдо линейная передача. Псевдо линейный режим передачи информации реализуется в высокоскоростных системах передачи информации (более 10 Гбит/с). В таком режиме из-за воздействия сильной хроматической дисперсии

оптические импульсы, несущие различные биты информации, быстро расширяются по мере распространения в волокне и перекрываются. Это приводит к усреднению действия нелинейных эффектов между различными битовыми импульсами одного канала, равно как и к усреднению нелинейных искажений из-за взаимодействия разных каналов. Псевдо линейный режим передачи информации был реализован при канальной скорости передачи информации 320 Гбит/с.

10.3. Виды нелинейных искажений.

Для того чтобы разобраться в том, как конкретно нелинейности, воздействуя на оптический сигнал, приводят к ухудшению параметров передачи, целесообразно выделить в уравнении 10.1 более конкретные виды нелинейных взаимодействий и понять, как они воздействуют на сигнал. Классификация видов нелинейных воздействий приведена на рис. 10.7. Нелинейные эффекты наряду с самовоздействием импульсов проявляются во взаимодействии различных импульсов одного спектрального канала, во взаимодействии различных спектральных каналов между собой и во взаимодействии информационных сигналов с шумами усиленного спонтанного излучения. Самовоздействие отдельных импульсов информационного потока и взаимодействие различных импульсов одного спектрального канала между собой будем называть внутриканальными взаимодействиями. Нелинейное взаимодействие между двумя или более WDM каналами будем называть межканальными взаимодействиями. WDM системы связи – системы многоканальной передачи информации по одному волокну, в которых каналы отличаются длиной волны несущих световых волн ($\lambda_1; \lambda_2; \lambda_3; \dots; \lambda_n$).

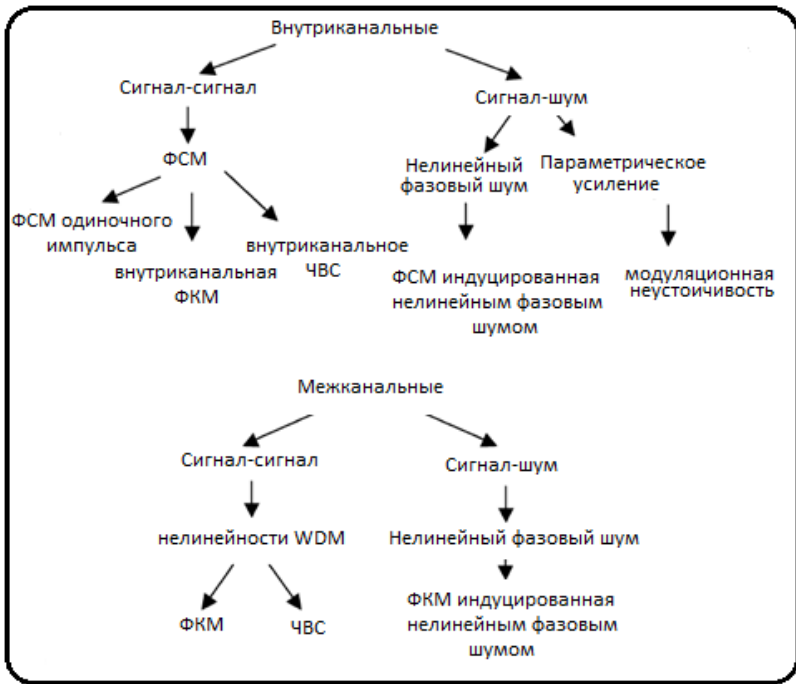


Рис. 10.7. Классификация видов нелинейных воздействий на информационные сигналы в оптических системах связи.

Важность различных видов нелинейных воздействий в сильной степени зависит от канальной скорости передачи информации. Как правило, воздействие межканальных нелинейных эффектов в WDM системах связи наиболее существенно при канальных скоростях 10 Гбит/с и меньше, т.е. при реализации режимов дисперсионно-управляемых солитонов и квазилинейного. Внутриканальные нелинейные эффекты наиболее сильно проявляются при скоростях 40 Гбит/с и выше, т.е. в псевдо линейных режимах.

Степень воздействия нелинейных эффектов определяется, также, величиной локальной дисперсии: как правило, в

волокнах с меньшей величиной локальной дисперсии ($D < 10$ пс/(нм·км)) межканальные нелинейные воздействия проявляются сильнее, чем в волокнах с большей величиной локальной дисперсии ($D > 10$ пс/(нм·км)).

Влияние нелинейного взаимодействия между сигналом и шумом очень существенно зависит от уровня шума и существенно возрастает в условиях малой величины оптического отношения сигнал/шум (OSNR). Особенно сильно это влияние проявляется в системах связи, использующих коды с коррекцией ошибок (FEC).

Таким образом, воздействие нелинейности сильно зависит как от физических параметров линии связи, так и от форматов модуляции. Диаграмма на рис.10.8. показывает, какие виды нелинейности играют наиболее важную роль в системах связи с амплитудной модуляцией в зависимости от физических параметров линии связи.



Рис. 10.8. Значимость внутриканальных и межканальных нелинейных воздействий на характеристики WDM системы связи с различными канальными скоростями. В высоко-скоростных системах связи и при дисперсии ($D > 10$ пс/(нм·км)) наиболее значительное воздействие оказывают внутриканальная кросс-модуляция (iXPM) и внутриканальное ЧВС (iFWM).

Как показано на диаграмме при скорости 2,5 Гбит/с в волокне с ненулевой смещенной дисперсией (NZDSF) наиболее сильное воздействие оказывает ЧБС, а в стандартном волокне (SSMF) – фазовая кроссмодуляция (XPM). При скорости 10 Гбит/с в волокне NZDSF наиболее сильное воздействие оказывает фазовая кроссмодуляция, а в волокне SSMF – фазовая самомодуляция (SPM). И наконец при скорости 40 Гбит/с в волокне NZDSF наиболее сильное воздействие оказывает внутриканальная кроссмодуляция (iXPM), а в волокне SSMF – внутриканальное ЧБС (iFWM). Разрыв стрелки над диаграммой показывает, что оптимальным форматом передачи информации для скоростей до 10 Гбит/с был формат NRZ, а при больших скоростях становится предпочтительнее RZ формат (отметим, что рассматриваются только амплитудные форматы).

При рассмотрении взаимодействия между сигналами, уравнение (10.1) можно аналитически преобразовать таким образом, чтобы разделить вклады от различных видов нелинейных взаимодействий, показанных на рис.10.7. Для этого разобьем нелинейный член в (10.1) на сумму взаимодействий сигналов различных спектральных каналов (для межканальных взаимодействий) или на сумму взаимодействующих сигналов одного канала (для внутриканальных взаимодействий).

Для примера рассмотрим взаимодействие трех сигналов. Разобьем общее поле E на сумму трех компонент E_1, E_2, E_3 . В предположении малых нелинейных искажений уравнение (10.1) можно разделить на три связанных уравнения, по одному для поля каждого сигнала. К примеру, уравнение для поля E_1 будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2(z) \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha(z)}{2} E_1 = \\ = i\gamma |E_1|^2 E_1 + 2i\gamma (|E_2|^2 + |E_3|^2) E_1 + i\gamma E_2^2 E_3^* \end{aligned} \quad (10.2)$$

В правой части уравнения (10.2) первый член всегда описывает ФСМ; если поля E_2 и E_3 относятся к сигналам в соседних каналах, то второй член описывает ФКМ и третий – ЧВС; если поля E_2 и E_3 относятся к сигналам в одном канале, то второй член описывает внутриканальную ФКМ и третий – внутриканальное ЧВС.

Учет внутриканальных нелинейных эффектов особенно важен при анализе работы высокоскоростных систем связи. Численный анализ позволил выявить характер искажений, возникающих при воздействии различных видов нелинейных взаимодействий. В случае, когда доминирующим процессом является IXPM, нелинейное взаимодействие проявляется, в основном, в потере временной синхронизации информационных сигналов (джиттер). Результаты численного анализа искажения сигнала, передаваемого со скоростью 40 Гбит/с в формате RZ, приведены на рис.10.9.

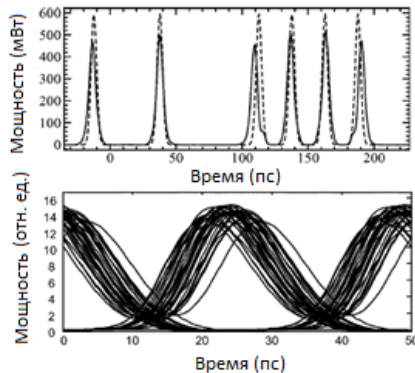


Рис. 10.9. Влияние внутриканальной ФКМ (iXPM) на сигнал, передаваемый со скоростью 40 Гбит/с. Вверху – форма сигналов (пунктир – неискаженный сигнал), внизу – глаз диаграмма.

В системах связи, подверженных влиянию iFWM, главный результат взаимодействия – появление ложных импульсов («духов») во временных интервалах, в которых изначально импульсов не было. Пример численного анализа такой системы показан на рис.10.10.

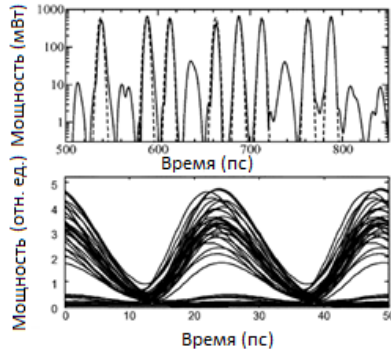


Рис. 10.10. Влияние внутриканального ЧВС (iFWM) на сигнал, передаваемый со скоростью 40 Гбит/с. Вверху – форма сигналов (пунктир – неискаженный сигнал), внизу – глаз диаграмма.

Для ослабления внутриканальных нелинейных искажений используются разновидности амплитудных форматов, использующих так называемое псевдо многоуровневое или корреляционное кодирование. Примерами таких форматов являются двойной бинарный (дуобинарный) и формат с инвертированным кодированием (AMI).

Пространственное распределение дисперсии. Эффективным методом ослабления нелинейных искажений, нашедшим самое широкое применение, является оптимизация пространственного распределения дисперсии. Пространственное распределение дисперсии определяется выбором точек расположения компенсаторов дисперсии и

подбором величины компенсируемой дисперсии. Влияние оптимизации пространственного распределения дисперсии можно понять, приняв во внимание тот факт, что воздействие нелинейности в конкретной точке линии связи определяется распределением поля и мощностью сигнала в этой точке. Более того, распределение поля в очень сильной степени определяется величиной накопленной дисперсии на пути от передатчика до рассматриваемой точки линии связи (см. рис.10.11.).

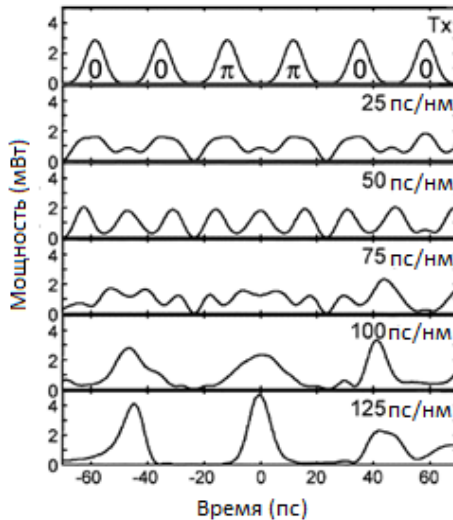


Рис. 10.11. Эволюция формы сигнала в формате RZ-DPSK при изменении величины накопленной дисперсии. На верхнем графике приведена временная зависимость амплитуды сигнала при малой величине накопленной дисперсии и указаны значения фазы, кодирующие передаваемую информацию. Средняя мощность 1 мВт.

Выбирая различные точки расположения компенсаторов дисперсии с учетом пространственного изменения мощности

передаваемого сигнала можно управлять параметрами нелинейного взаимодействия сигналов и минимизировать деградацию характеристик линии связи. Поэтому оптимизация пространственного распределения дисперсии является неотъемлемой частью проектирования любой высокоскоростной системы связи. Вариантов пространственного распределения дисперсии бесконечно много, но в реальных системах связи часто места расположения компенсаторов дисперсии привязаны к местам расположения узлов сети. В подводных трансокеанских системах связи обычно используется периодическое расположение компенсаторов дисперсии. Пример линии связи с периодическим пространственным распределением дисперсии приведен на рис.10.12. Для полного определения дисперсионных характеристик такой однопериодической линии требуется всего три параметра: величина предварительной компенсации, величина компенсации (или не скомпенсированная дисперсия) на каждом периоде и величина остаточной накопленной дисперсии.

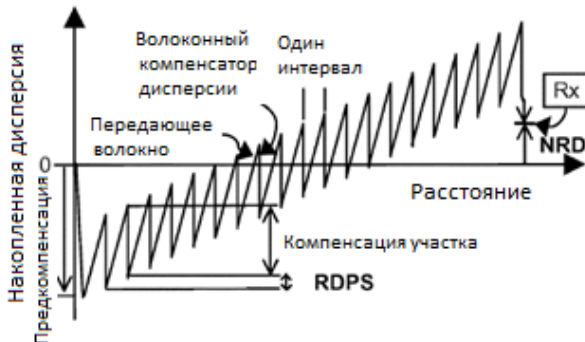


Рис. 10.12. Зависимость накопленной дисперсии от расстояния в однопериодической линии связи. Показаны величина предварительной компенсации, величина не скомпенсированной дисперсии на каждом периоде (RDPS) и величина остаточной накопленной дисперсии (NRD).

Оптимизация однопериодической линии связи по трем параметрам для заданного типа волокна, скорости передачи информации, спектрального расстояния между каналами и формата модуляции позволяет увеличить допустимую вводимую в линию связи мощность, добиваясь наибольшего значения OSNR на стороне приемника при умеренной величине нелинейных искажений для обеспечения минимального значения коэффициента ошибок (BER). Широко исследуются и другие типы пространственного распределения дисперсии. Так использование пространственного распределения дисперсии с двумя периодами обеспечивает больше возможностей для оптимизации линии связи.

Практическая реализация линий связи с точно определенным пространственным распределением дисперсии может оказаться трудной задачей. Из-за того, что величина дисперсии волокна часто известна лишь с определенной конечной точностью, а компенсирующие дисперсию модули изготавливаются на конечное число значений накопленной дисперсии, возникает некоторая доля неопределенности в характере распределения дисперсии и величине ее интегрального значения. В связи с этим важной задачей становится анализ влияния отклонений параметров системы от оптимального значения на характеристики информационного сигнала. Пример такого анализа для системы связи со скоростью 10,7 Гбит/с, использующей NRZ ASK формат модуляции, приведен на рис.10.13.

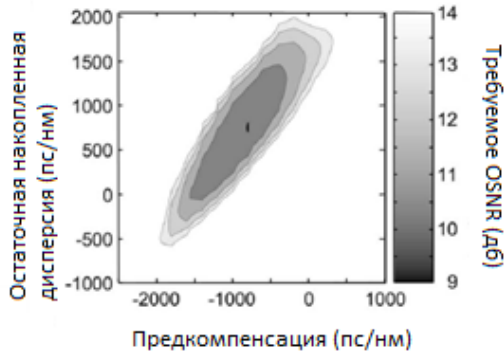


Рис. 10.13. Пример анализа влияния неточности реализации пространственного распределения дисперсии однопериодической системы. Скорость передачи информации 10,9 Гбит/с, формат модуляции NRZ ASK.

На рисунке приведены контурные диаграммы, показывающие требуемую для получения заданного BER величину OSNR в 11-канальной системе связи со спектральным мультиплексированием при канальной скорости 10,9 Гбит/с в формате модуляции NRZ ASK. Поскольку удобно рассматривать двумерный график, то один из трех параметров – величина компенсации на каждом периоде – считается неизменной величиной, равной 100 пс/нм, а на графике показана зависимость от двух других параметров: величины предварительной компенсации и величины остаточной накопленной дисперсии. Исследованная линия состоит из 15 участков по 80 км волокна SSMF и мощностью, вводимой в каждый участок, 2,6 дБм.

Взаимодействие сигнала с шумом. Основной источник шумов оптических системах связи – усиленное спонтанное излучение оптических усилителей, расположенных в линии связи для усиления полезного сигнала. Взаимодействие сигнала

с шумом проявляется в двух видах. Первый вид нелинейного взаимодействия сигнала с шумом можно рассматривать как параметрическое усиление шумов. В этом процессе шумы усиливаются под действием одной или нескольких сигнальных волн (спектральных каналов), действующих как накачка в параметрическом процессе, при распространении в волокне. В случае взаимодействия с одним информационным каналом для этого процесса используется термин модуляционная неустойчивость. В волоконно-оптических системах связи параметрическое усиление шумов и модуляционная неустойчивость проявляются главным образом в том, что шум усиливается в ограниченной частотной полосе (до 50 ГГц) вокруг оптической несущей информационного канала. Модуляционная неустойчивость может проявляться и при действии фазовой кросс модуляции. Эффекты параметрического усиления шумов и модуляционной неустойчивости наиболее заметны в системах с малым значением OSNR, то есть в системах связи, использующих FEC.

Второй вид нелинейного взаимодействия сигнала с шумом проявляется в искажениях параметров сигнала (таких как амплитуда, задержка, фаза или частота). Обычно в процессе нелинейного распространения временной профиль незначительно изменяется из-за взаимодействия с шумом, но изменения других характеристик импульсного сигнала из-за нелинейного взаимодействия с шумом могут значительно превысить флуктуации, вызываемые линейным сложением сигнала с шумом.

Классическим примером нелинейного воздействия шума на сигнал является взаимодействие солитонов с шумом усиленного спонтанного излучения (временной джиттер Гордона-Хауса). Другим примером нелинейного воздействия шума на сигнал является нелинейный фазовый шум (эффект Гордона-Моленуэра). Этот эффект особенно сильно ухудшает качество передачи в системах связи, использующих фазовые форматы модуляции.

Качественно эффект можно объяснить следующим образом. Шум складывается случайным образом с различными импульсами информационной последовательности. При синфазном (конструктивном) сложении амплитуда импульса возрастает, а при противофазном – уменьшается. Такие случайные вариации амплитуды различных импульсов-битов переносятся в случайные вариации фазы из-за эффекта фазовой самомодуляции. Наиболее деструктивное воздействие случайные вариации фазы оказывают на форматы, использующие фазу для кодирования информации (DPSK и DQPSK).

На рис. 10.14. Показано воздействие нелинейного фазового шума на работу системы связи, использующей 50% RZ-DPSK формат модуляции со скоростью 42,7 Гбит/с и балансный приемник.



Рис. 10.14. Влияние нелинейного фазового шума на величину OSNR при одноканальной передаче сигнала 42,7 Гбит/с в формате 50% RZ-DPSK. Параметры линии: 32 участка по 80 км, $D = 4.5$ пс/(км·нм), $S = 0.045$ пс/(км²·нм), $\alpha = 0.2$ дБ/км, $n_2 = 2.5 \times 10^{-20}$ м²/Вт, и $A_{eff} = 52.86$ мкм². Пространственное распределение дисперсии одно-периодическое, предварительная компенсация = -250 пс/нм, остаточная дисперсия каждого участка = 20 пс/нм и остаточная дисперсия = 20 пс/нм.

Оценка величины нелинейных искажений проводится по величине отношения сигнал/шум (OSNR), требуемого для обеспечения работы системы с уровнем $BER = 10^{-3}$. На нижней кривой (кружки) показаны результаты для гипотетической системы, в которой шум возникает непосредственно перед приемником. В такой системе полностью отсутствует нелинейный фазовый шум и присутствуют только искажения, вызванные взаимодействием информационных каналов. Если, опять гипотетически, рассмотреть систему, в которой шум появляется сразу после передатчика и распространяется по линии связи совместно с сигналом, то величина требуемого OSNR (необходимого для обеспечения того же значения $BER = 10^{-3}$) возрастает из-за появления нелинейного фазового шума (верхняя кривая с треугольными маркерами). Наиболее реалистичная ситуация соответствует случаю, когда шум производится равномерно по линии всеми усилителями (в рассмотренной модели было 32 оптических усилителя). Соответствующая этому кривая имеет квадратные маркеры и расположена на рисунке посередине.

Рассмотренный выше механизм образования нелинейного фазового шума основан на преобразовании шумовой амплитудной модуляции информационных сигналов под действием ФКМ. В многоканальных (DWDM) системах (DWDM система – следующий этап системы WDM и отличается более плотным, по длинам волн, расположением каналов) ФКМ также производит нелинейный фазовый шум: шумовая амплитудная модуляция сигналов одного информационного канала под действием ФКМ преобразуется в фазовый шум соседних каналов. Такой механизм может стать ограничивающим фактором при расстоянии между каналами 50 ГГц и менее и малой скорости (до 10 Гбит/с).

10.4. Нелинейные эффекты и новые форматы модуляции.

Полное понимание ограничений на характеристики оптических линий связи из-за нелинейных искажений, по-прежнему, остается предметом активных исследований. Тем не менее, проведенные численные исследования позволяют определить основные виды нелинейных воздействий, ограничивающих скорость и дальность передачи информации. Вклад различных видов нелинейных воздействий существенно различен в линиях связи, использующих амплитудные и фазовые форматы модуляции, зависит от величины хроматической дисперсии волокна, скорости передачи информации и плотности расположения спектральных каналов WDM.

Вклад различных видов нелинейных эффектов в деградацию параметров амплитудно-модулированных бинарных систем связи показан на рис.10.7.

В случае фазовых форматов модуляции при скоростях передачи информации 2,5 и 10 Гбит/с основной источник искажений в системах связи – нелинейный фазовый шум. При скоростях передачи 40 Гбит/с и выше доминируют внутриканальные нелинейные эффекты, хотя при малом значении OSNR нелинейный фазовый шум также может быть ограничивающим фактором.

Результат воздействия нелинейных эффектов зависит от многих системных параметров, в том числе от используемого формата модуляции и скорости передачи информации. Поскольку большинство новых форматов модуляции предполагается использовать при скоростях 40 Гбит/с и выше, в дальнейшем рассмотрим влияние нелинейных искажений на работу именно таких систем.

В самых ранних работах было показано, что эффект внутриканального ЧВС (IFWM) может быть существенно ослаблен при использовании амплитудного формата с подавленной несущей (CSRZ). В дальнейшем были предложены

схемы фазового кодирования последовательности битов, более эффективно ослабляющие эффект внутриканального ЧВС, чем формат CSRZ.

Для скоростей передачи информации 40 Гбит/с большой интерес представляют фазовые форматы модуляции, в частности, дифференциальный бинарный фазовый формат DPSK и дифференциальный четырехуровневый фазовый формат DQPSK. Это в немаловажной степени связано с более высокой чувствительностью фазовых форматов, по сравнению с амплитудными, при использовании балансных приемников. Нелинейные воздействия на фазовые форматы модуляции при скоростях 40 Гбит/с и выше определяются двумя видами: нелинейным фазовым шумом и внутриканальным ЧВС. Численные расчеты показали, что при уровне шума, приводящем к коэффициенту ошибок менее одной тысячной, форматы DPSK и CSRZ примерно в одинаковой степени устойчивы относительно нелинейных искажений. Однако более высокая чувствительность приемника при использовании формата DPSK делает его предпочтительнее.

Глава 11

Высоконелинейные волокна.

В предыдущих разделах рассматривались световоды на основе кварцевого стекла, характеризующиеся невысокой нелинейностью относительно других материалов. Ввиду этого ряд нелинейных эффектов реализовывался за счет большой длины взаимодействия. В то же время для научных и ряда практических применений представляют интерес световоды с высокой нелинейностью. Так применение высоконелинейного волокна автоматически приводит к укорочению длины распределенных оптических усилителей на основе ВКР и ЧВС для достижения того же коэффициента усиления. А это, в свою очередь, облегчает задачу получения короткого однородного участка волокна.

Высоконелинейные волокна эффективны для получения мощных предельно коротких оптических импульсов, содержащих несколько периодов оптического поля. С помощью высоконелинейных волокон открывается возможность получения импульсов с широким спектром (суперконтинуума), превышающего октаву. Высоконелинейные волокна обеспечивают существенное увеличение скорости солитонного самосдвига частоты, что немаловажно для эффективной перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов.

Таким образом, несомненно актуальным становится вопрос о получении высоконелинейных волокон, т.е. волокон с большой величиной нелинейного параметра $\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{эфф}}$, который вместе с величиной мощности определяет нелинейную длину. Нелинейный коэффициент преломления n_2 равен

$$n_2 = \text{Re} \frac{3}{8n_0} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (11.1)$$

Следовательно, величина нелинейного параметра γ зависит как от свойств материала (кубичная нелинейная восприимчивость $\chi_{xxx}^{(3)}$ определяется квантовомеханическим строением вещества), так и от эффективной площади моды $S_{\text{эфф}}$. Нелинейный параметр γ для стандартного кварцевого слабонаправляющего волокна с площадью сердцевинки 70-50 мкм² составляет величину 1-2 Вт⁻¹км⁻¹. Увеличить величину γ кварцевых волокон можно путем уменьшения диаметра сердцевинки волокна, что приведет к уменьшению эффективной площади моды. Так были получены волокна с эффективной площадью моды ~ 10 мкм² и величиной $\gamma \sim 20$ Вт⁻¹км⁻¹. Дальнейшее увеличение параметра γ за счет уменьшения диаметра сердцевинки оказывается неэффективным. Дело в том, что эффективная площадь моды только в первом приближении равна площади сердцевинки. Для оценки радиуса волоконной моды необходимо принять во внимание то, что поле моды проникает в оболочку. Поэтому радиус волноводной моды r определяется выражением

$$r = a + \frac{1}{\alpha}, \quad (11.2)$$

где a - радиус сердцевинки, α - коэффициент спада поля E в оболочке, определяемый из выражения

$$E \sim e^{-\alpha(|x|-a)}, \quad (11.3)$$

где $|x| > a$ - координата точки в оболочке световода,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} (n_c^2 \sin^2 \theta - n_0^2)^{1/2}, \quad (11.4)$$

где n_c и n_0 - показатели преломления сердцевинки и оболочки, $\sin \theta$ - синус угла падения света на границу сердцевина-оболочка. Отсюда

$$r = a + \lambda \left[2\pi (n_c^2 \sin^2 \theta - n_0^2)^{1/2} \right]^{-1} \quad (11.5)$$

Соответственно, при уменьшении радиуса сердцевинки до размеров, сравнимых с длиной волны распространяющегося по волокну света, уменьшения эффективного радиуса и

эффективной площади моды в рамках одного материала можно достигнуть путём увеличения разности показателей преломления n_c и n_o . Для кварцевого световода максимальная разность $\Delta n = n_c - n_o = 0,45$ и достигается в том случае, когда оболочкой является воздух. Изготовление волокна с сердцевинной малого размера и воздушной оболочкой является довольно сложной задачей. Тем не менее к настоящему моменту получены так называемые перетянутые волокна, характеризующиеся малой эффективной площадью моды, а, следовательно, большой величиной локализации поля в световоде и высоким значением γ . Перетянутые волокна получают расплавлением световодов и вытягиванием их в этом состоянии. Практически оболочка становится сердцевинной. Диаметр сердцевины перетянутого волокна может достигнуть 2 мкм и менее. Оболочкой является воздух. В этом случае нелинейный параметр γ имеет величину $\sim 100 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$.

Возникает вопрос, насколько тонкой можно сделать сердцевину перетянутого волокна и как свойства подобного волокна изменяются, если диаметр становится меньше 1 мкм. Теоретически было показано, что нелинейный параметр γ имеет пик, когда диаметр волокна составляет примерно 75% от длины волны света, распространяющегося через это волокно. Так, например, теоретически было показано, что когда диаметр сердцевины волокна составляет $0,74\lambda$, то средний диаметр поля моды достигает своего минимального значения $0,816 \lambda$ и для $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$ и $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ величина $\gamma \sim 660 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Трудность получения и работы с такими световодами обусловлена их чрезвычайной хрупкостью. Поэтому к настоящему моменту нет экспериментальных данных, подтверждающих получение перетянутого волокна с нелинейным параметром $\gamma \sim 660 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$.

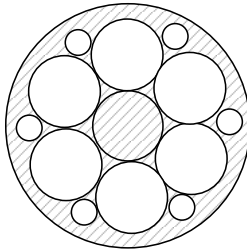


Рис 11.1 Поперечное сечение микроструктурированного “дырчатого” световода. Заштрихованные области - стекло, остальное – воздух.

Существенно менее хрупким является новый тип световодов – “дырчатые” волокна или микроструктурированные световоды. Устройство этих световодов показано на рис. 11.1. Сердцевина маленького диаметра из стекла окружена рядом воздушных отверстий, приводящих к большому скачку показателя преломления: показатель преломления сердцевин $n_c = 1,45$, а эффективный показатель преломления оболочки в зависимости от параметров структуры находится между 1,45 и 1. Оцененные на основе экспериментальных данных значения γ для таких световодов того же порядка, что и экспериментальные данные для перетянутых волокон и составляют величину $\sim 100 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$.

Основной недостаток микроструктурированных волокон заключается в том, что они обладают значительно более высокими потерями (от 1 дБ/км до 1000 дБ/км) по сравнению со стандартными кварцевыми волокнами (0,2 дБ/км).

Увеличить нелинейность световодов можно путём использования материалов, имеющих нелинейный коэффициент преломления n_2 больший, чем у кварца. Такие материалы существуют. К ним относятся свинцово-силикатные, халькогенидные стёкла и стёкла с оксидами теллурида и висмута.

Для свинцово-силикатных стёкол величина $n_2 \sim 4 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{Вт}$, что примерно на порядок больше, чем для кварцевых

стёкол. Величина γ для “дырчатых” свинцово-силикатных волокон, измеренная в эксперименте, составила $640 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ при диаметре сердцевины $1,7 \text{ мкм}$ и эффективной площади моды $2,6 \text{ мкм}^2$. В подобном волокне можно получить $\gamma \sim 10^3 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, когда эффективная площадь моды $\sim 1 \text{ мкм}^2$. Значение $\gamma \sim 6 \cdot 10^3 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ предсказано для волокна с диаметром сердцевины 500 нм на $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$.

В халкогенидных волокнах на основе As-S-Se значение n_2 в 1000 раз больше, чем в кварцевых. Поэтому даже при относительно большой эффективной площади моды в 40 мкм^2 величина γ составляла значение $2450 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$.

Теллуридные стёкла позволяют достичь значений n_2 , примерно на порядок больший, чем для кварца, а, следовательно, в такой же пропорции получить больший нелинейный параметр γ .

Рассмотренные выше волноводные структуры обеспечивали световодный режим распространения за счёт явления полного внутреннего отражения, когда показатель преломления сердцевины был больше показателя преломления оболочки. Это относится как к традиционным, так и к микроструктурированным “дырчатым” световодам.

Другой тип микроструктурированных волокон обеспечивает локализацию волноводных мод в сердцевине за счёт высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещённых зон. Такие режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с коаксиально брэгговской или двумерно периодической оболочкой и полый, либо твердотельной сердцевинной.

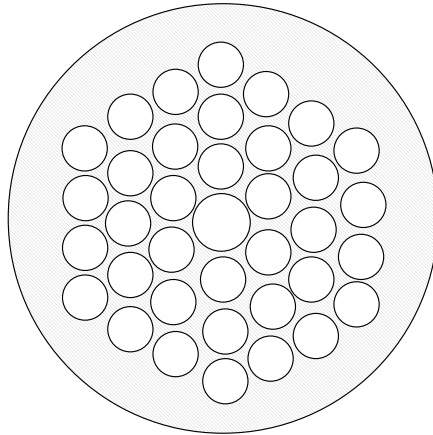


Рис. 11.2 Поперечное сечение микроструктурированного фотонно-кристаллического световода с периодической структурой слоёв. Заштрихованные области – стекло. Центральное отверстие – воздушное.

Термин фотонная запрещённая зона возник в силу того, что с точки зрения математического описания, движение фотонов в среде с периодическим изменением показателя преломления оказывается аналогичным движению электронов в кристаллах (в материале с регулярно изменяющимся электрическим потенциалом). Отсюда, аналогично присутствию в энергетических спектрах кристаллов запрещённой зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, в оптических структурах имеет место наличие областей с нулевым пропусканием в определённых участках спектра, зависящих от параметров микроструктурированного волокна. Фотонная запрещённая зона, возникающая в спектре пропускания оболочки волокна, обеспечивает высокий коэффициент отражения от грани для излучения, распространяющегося вдоль полой сердцевины, позволяя существенно снизить оптические потери, присущие модам обычных полых волноводов со сплошной оболочкой (рис. 11.2).

Рассмотренные световоды с поллой сердцевинной нельзя отнести к высоконелинейным волокнам, однако надо иметь ввиду, что структура этих волокон позволяет иметь не только полую сердцевину, но и сердцевину твердотельную, в том числе и из высоконелинейного материала. Во-вторых, заполнив полую сердцевину жидкостью или газом, возможно исследовать и использовать нелинейные свойства жидкости или газа вследствие преимущества световодов, реализующих большую длину взаимодействия излучения с веществом.

Высокая степень локализации излучения в сердцевине волокна приводит к радикальному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Рассмотрим некоторые примеры.

Распределённые усилители на основе высоконелинейного волокна и эффектов ВКР и ЧВС имеют существенно меньшую длину в сравнении с обычными световодами. Это важно, поскольку отрезки световодов усилителей должны характеризоваться высокой однородностью.

В случае микроструктурированного высоконелинейного волокна ($\gamma \sim 150 \text{ Вт}^{-1}/\text{км}$) при мощности накачки 400 Вт узкополосными импульсами на длине волны $\sim 650 \text{ нм}$ длительностью 60 пс на выходе волокна длиной 3 м получается расширенный спектр- суперконтинуум, занимающий всю видимую и ближнюю инфракрасную область спектра (от 400 нм до 1100 нм). Полоса расширяется за счет совместного действия эффектов ФСМ, ФКМ, ЧВС и ВКР.

Сочетание особых дисперсионных свойств микроструктурированных волокон с их нелинейными характеристиками приводит к появлению солитонов в видимой области спектра для световодов из кварца.

Литература.

1. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика”, М., ”Мир”, 1996.
2. И.Р. Шен “Принципы нелинейной оптики”, М., “Наука”, 1989.
3. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов”, М, “Наука”, 1988.
4. Е.М. Дианов, П.В. Мамышев, А.М. Прохоров “Нелинейная волоконная оптика”, Квантовая электроника, 1988, 15, №1, с.5.
5. В.Г. Воронин, О.Е. Наний “Основы нелинейной волоконной оптики”, М., НИИЯФ МГУ, 2004.
6. О.Е. Наний, А.Н. Туркин “ Оптические методы в информатике”, М., Университетская книга, 2010.
7. Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай “Физика мощного лазерного излучения”, М, “Наука”, 1991.
8. С.А.Козлов, С.В. Сазонов “Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах” ЖЭТФ, 1997, 11, №2, с. 404.
9. G. Agraval “Nonlinear Fiber Optics”, Fourth Edition, London, Elsevier, 2007.
10. М.А. Величко, О.Е. Наний, А.А. Сусьян “Новые форматы модуляции в волоконно-оптических системах связи ” Lightwave RE, 2005, № 4, с. 21.
11. G. Charlet. “Progress in Optical Modulation Formats for High-Bit Rate WDM Transmissions” IEEE J. of Selected Topics in QE, 2006, 12, p. 469.
12. Optical Fiber Telecommunications V, Edited by I.P. Kaminow, T.Li, A.E. Willner. Elsevier Inc, 2008.
13. A. H. Gnauck, P. J. Winzer. “Optical Phase-Shift-Keyed Transmission” J. Lightwave Technol. 2005, 23, p. 115.
14. О.Е. Наний. “Когерентные системы связи” Lightwave RE, 2008, № 4, с. 23.

15. J. P. Gordon, L. F. Mollenauer. "Phase noise in photonic communications systems using linear amplifiers", Opt. Lett., 1990, 15, p. 1351.
16. J. P. Gordon, H. A. Haus. "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission", Opt. Lett., 1986, 11, p. 665.
17. H. Kim, A. H. Gnauck. "Experimental investigation of the performance limitation of DPSK systems due to nonlinear phase noise", IEEE Photon. Technol. Lett., 2003, 15, p. 320.
18. О.Е. Наний, Е.Г.Павлова. "Фотонно-кристаллические волокна", Lightwave RE, 2004, № 3, с. 47.
19. О.Е. Наний, А.С.Разумовский. "Волокно, фотонно-кристаллическое", В сб. "Словарь нанотехнологических и связанных с нанотехнологиями терминов", М., 2010, с.55.

Учебное издание

**Владимир Григорьевич Воронин
Олег Евгеньевич Наний**

ОСНОВЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие

Работа поступила в ОНТИ 05.07.2011 г.

Формат 60×84 $\frac{1}{16}$. Бумага офсетная.

Печать цифровая. Тираж 50 экз. Заказ № Т-174-11.

Отпечатано с материалов, предоставленных авторами,
в типографии «КДУ». Тел./факс (495) 939-44-91;
www.kdu.ru; e-mail: kdu@kdu.ru