

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

А. Л. Дмитриев

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ



Санкт-Петербург

2007

УДК 621.382

А. Л. Дмитриев. Оптические системы передачи информации /Учебное пособие. - СПб: СПбГУИТМО, 2007. - 96 с.

В учебном пособии изложены основы оптических систем передачи информации. Рассмотрены элементы теории передачи информации, принципы построения открытых и волноводных оптических систем передачи сигналов, основы волноводной теории волоконно-оптических световодов, назначение и характеристики важнейших устройств оптической компонентной базы ВОСПИ, методы уплотнения информации, принципы действия когерентных и солитонных оптических систем передачи информации.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов Инженерно-физического факультета СПбГУИТМО, обучающихся по направлению «Техническая физика» и специальностям «Лазерная техника и лазерные технологии», «Физика и техника оптической связи».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 200201 – «Лазерная техника и лазерные технологии»

Рисунки к учебному пособию выполнили студенты Инженерно-физического факультета А. Живага, Д. Терентьев, Н. Рыжаков, Д. Багаветдинов, В. Федюков.

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы.

Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.



© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2007 г.

© А. Л. Дмитриев, 2007 г.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Введение

Чем цивилизованнее и могущественнее перед силами природы человеческое общество, тем сильнее в нем развиты системы передачи и обработки информации. Аналогом человеческого общества является головной мозг: у низших живых организмов количество нейронов головного мозга (нейрон – элемент нервной системы или клетка, через которую происходит передача информации) существенно меньше и связи между ними развиты гораздо слабее, чем у человека. Именно поэтому человек превосходит все живые существа на Земле по приспособляемости, противостоянию внешней агрессии и творческим способностям. Перефразируя известное изречение Бэкона, кратко можно утверждать, что «информация» – это «сила».

Развитые страны сегодня находятся в состоянии перехода от «индустриального» человеческого общества к «обществу информационному», отличительная особенность которого состоит в создании и непрерывном усовершенствовании сложных «интеллектуальных сетей» – систем быстрого, эффективного и экономичного предоставления информационных услуг массовому пользователю.

Увеличение объема и скорости передачи информации в высокопроизводительных интеллектуальных сетях требует разработки соответствующих технических средств, среди которых оптика и оптические методы передачи сигналов играют важнейшую роль.

1. Элементы теории информации

1.1. Определение понятия «информация».

Уточнение и строгое определение понятия «информация» началось примерно с конца 40-х годов XX века, в связи с активным развитием кибернетики (от греческого «искусство управления»), то есть теории передачи и обработки информации, в работах Винера и Шеннона. В трудах Колмогорова, Эшби, Хартли и других исследователей информация обычно определяется как характеристика внутренней организованности материальной системы. Соответственно, количество информации является мерой организованности (упорядоченности) такой системы, что указывает на ее связь с понятием энтропии физической системы.

Информация – фактор, способствующий увеличению организованности, порядка в физической, химической, биологической, социальной и т. п. системах материальных тел. Одно из удачных определений (правильнее говорить, объяснений) понятия «информация» предложено Л. Бриллюэном. Допустим, в исходном положении физическая система имеет P_0 равновероятных состояний. Если о состоянии данной системы получены дополнительные сведения, то есть получена некоторая информация, при описании свойств физической системы число ее возможных равновероятных состояний уменьшается до величины P_1 . При этом величина I полученной информации, по определению, равна

$$I = k \ln P_0 - k \ln P_1 \quad . \quad (1)$$

В этом определении логарифмы введены для придания информации свойства аддитивности. Коэффициент k определяет выбор единиц измерения информации. При $k = 1$ размерность информации I называют «нат», при $k = 1/\ln 2$ - «бит».

В статистической термодинамике известна связь энтропии S системы материальных частиц с термодинамической вероятностью P системы, равной числу возможных, тождественных с макроскопической точки зрения, состояний системы,

$$S = k_B \ln P \quad (2)$$

(формула Больцмана), где постоянная Больцмана $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} / \text{град}$.

Сравнивая (1) и (2), приравняв условно коэффициенты $k = k_B$, можно определить информацию и как фактор, способствующий уменьшению величины энтропии (беспорядка) физической системы,

$$S_2 = S_1 - I \quad , \quad (3)$$

где S_1 и S_2 соответственно энтропия начального и конечного (после получения информации I о системе) состояний.

Следует отметить, что принятое в современной статистической теории понятие «информация» исключает, намеренно игнорирует характеристику ценности информации. Это положение иллюстрируется примером, что 100 букв в стихотворении гениального поэта содержит ровно столько же информации, сколько 100 букв в заурядном газетном репортаже. Формулировка критерия ценности информации является отдельной, довольно сложной задачей.

Информация в энергетической, действующей форме реализуется в виде сигналов. «Сигнал» – это физический процесс (электрический, акустический, электромагнитный и др.), несущий сообщение. «Сообщение» есть совокупность сигналов, содержащих информацию. «Данные» есть информация в формализованном виде, позволяющем регистрировать ее на физическом носителе и осуществлять обработку и передачу информации с помощью технических средств.

Теория информации на основе различных статистических (вероятностных) моделей процесса передачи информации позволяет сформулировать оптимальные способы преобразования и обработки сигналов для их наиболее достоверного воспроизведения в конечном устройстве системы источник – получатель информации.

Общая схема системы передачи информации показана на рис. 1.

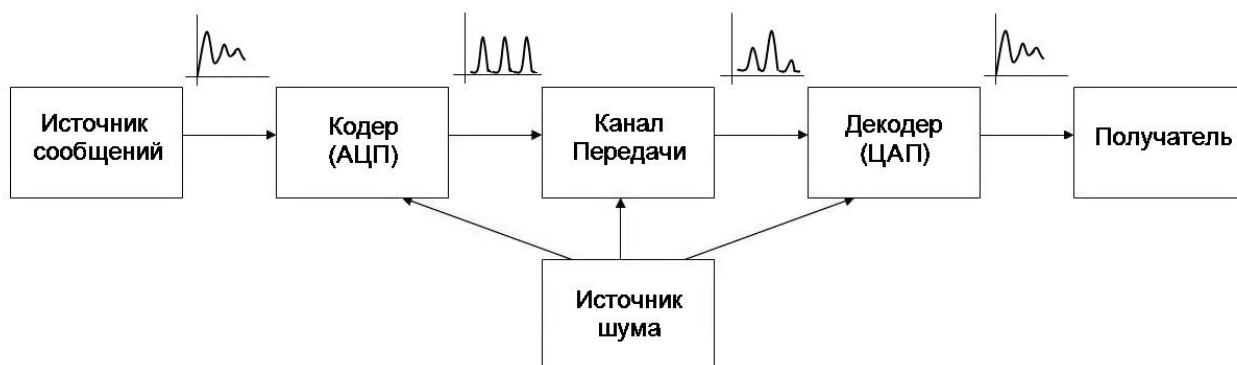


рис. 1

Рис. 1. Общая схема системы передачи информации

Процесс передачи информации неизбежно сопровождается различными случайными дестабилизирующими воздействиями, то есть шумами. Создание системы передачи сигналов, устойчивой к влиянию шумов различной природы (аддитивных, мультипликативных и др.), и является основной задачей разработчиков таких систем, при этом существенную роль играет выбор способа кодирования сигналов, распространяющихся в канале передачи. Одним из главных следствий современной теории информации является утверждение, что наиболее достоверное воспроизведение сигнала на выходе системы передачи обеспечивается именно при дискретном

(«цифровом») кодировании сигналов. При определенных требованиях к дискретному преобразованию сигналов в конечном устройстве системы на Рис. 1 можно восстановить входную последовательность сигналов с любой точностью.

1.2. Теорема Шеннона

Скорость C передачи информации равна отношению объема I переданной информации к времени T передачи,

$$C = \frac{I}{T} [\text{бит} / \text{с}] \quad (4)$$

Теорема Шеннона показывает зависимость скорости передачи информации от технических характеристик системы передачи – ширины B полосы передаваемых частот и отношения сигнал/шум (S/N) в конечном устройстве этой системы,

$$C = B \log_2 \left(1 + \frac{S}{N} \right), \quad (5)$$

где S/N – отношение среднеквадратической мощности сигнала к среднеквадратической мощности шума на выходе системы передачи. Очевидно, пропускающая способность системы передачи информации прямо пропорциональна ширине B полосы частот передачи. Например, в телефонии при передаче аналогового звукового сигнала величина $B = 8$ кГц, а при передаче этого телефонного сигнала в цифровой форме, при 8 знаках двоичного кода (соответствующих 256 уровням квантования величины сигнала), полоса частот передачи в 8 раз шире, $B = 64$ кбит/с. Аналоговый аудио-сигнал имеет полосу частот $B = 22.05$ кГц и для его высококачественной цифровой передачи, при 16 разрядах в двоичном коде, требуется полоса частот $B = 2.03$ Мбит/с. Обычное ТВ-изображение переносится аналоговым сигналом в полосе частот $B = 4$ МГц, а при 256 уровнях квантования величины сигнала $B = 32$ Мбит/с. Полоса частот передачи в цифровом телевидении высокой четкости (ТВЧ) равна 504.3 Мбит/с.

1.3. Теорема Шеннона-Котельникова (теорема отсчетов)

Эта теорема определяет необходимые условия дискретного преобразования (кодирования) сигналов, при котором выборочные значения сигнала содержат полную информацию о сигнале в любой момент времени.

Если задана периодическая функция $f(t) = f(t \pm NT)$, где $N = 1, 2, \dots$ и T – период, с ограниченным (максимальная угловая частота спектра равна ω_c) фурье-спектром, она представляется конечным рядом Фурье

$$f(t) = \sum_{k=1}^n C_k \cos(k\omega_1 t - \varphi_k) \quad , \quad (6)$$

где C_k и φ_k коэффициенты Фурье, $\omega_1 = 2\pi/T$ и $n = \omega_c / \omega_1$. Можно показать, что такая функция представляется рядом ее выборочных значений с весовыми коэффициентами вида функций отсчетов ($\sin \phi / \phi$),

$$f(t) = \sum_{k=1}^{\infty} f(k\tau) \frac{\sin \omega_c (t - k\tau)}{\omega_c (t - k\tau)}, \quad (7)$$

где период выборки $\tau = \pi / \omega_c = 1/2F_c$; F_c - максимальная частота спектра сигнала, измеренная в Гц ($\omega_c = 2\pi F_c$). Видно, что непрерывная функция с ограниченным спектром («финитная» функция) полностью определяется ее выборочными значениями $f(k\tau)$ в дискретных точках, кратных интервалу выборки τ . На основании (7) теорема Шеннона-Котельникова утверждает: передача непрерывной функции может быть сведена к передаче ее отдельных выборочных значений (отсчетов) или кодовых комбинаций, содержащих информацию о величине отсчетов, с тактовой частотой не менее, чем $2F_c$.

Точный вид функции $f(t)$ в любой момент времени восстанавливается по ее выборочным значениям $f(k\tau)$ при умножении величин выборок на соответствующие функции отсчетов (вида $\sin \phi / \phi$) и суммировании достаточно большого числа членов бесконечного ряда (7). Это поясняет рис. 2.

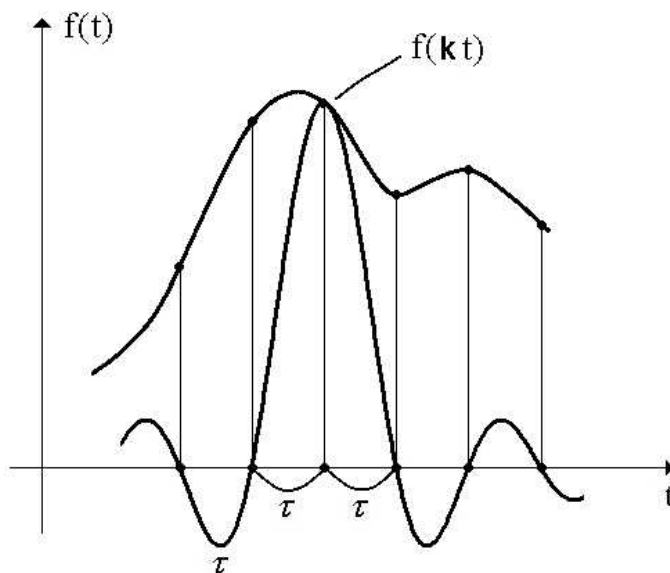


рис. 2

Рис. 2. Иллюстрация теоремы отсчетов. Нули функций отсчетов совпадают с моментами отсчетов.

1.4. Импульсно-кодовая модуляция сигналов

Для полного дискретного представления сигналов (и соответствующей «цифровой» их передачи по каналу связи) недостаточно выполнить отсчеты значений сигналов в дискретные моменты времени, кратные τ . Необходимо представить также в дискретном виде (кодировать) величину каждого сигнала выборки и обеспечить ее передачу. Это достигается квантованием уровня (величины) этих сигналов с последующим представлением их в удобном для импульсной передачи двоичном коде.

Принцип импульсно-кодовой модуляции (ИКМ) поясняется на рис. 3.

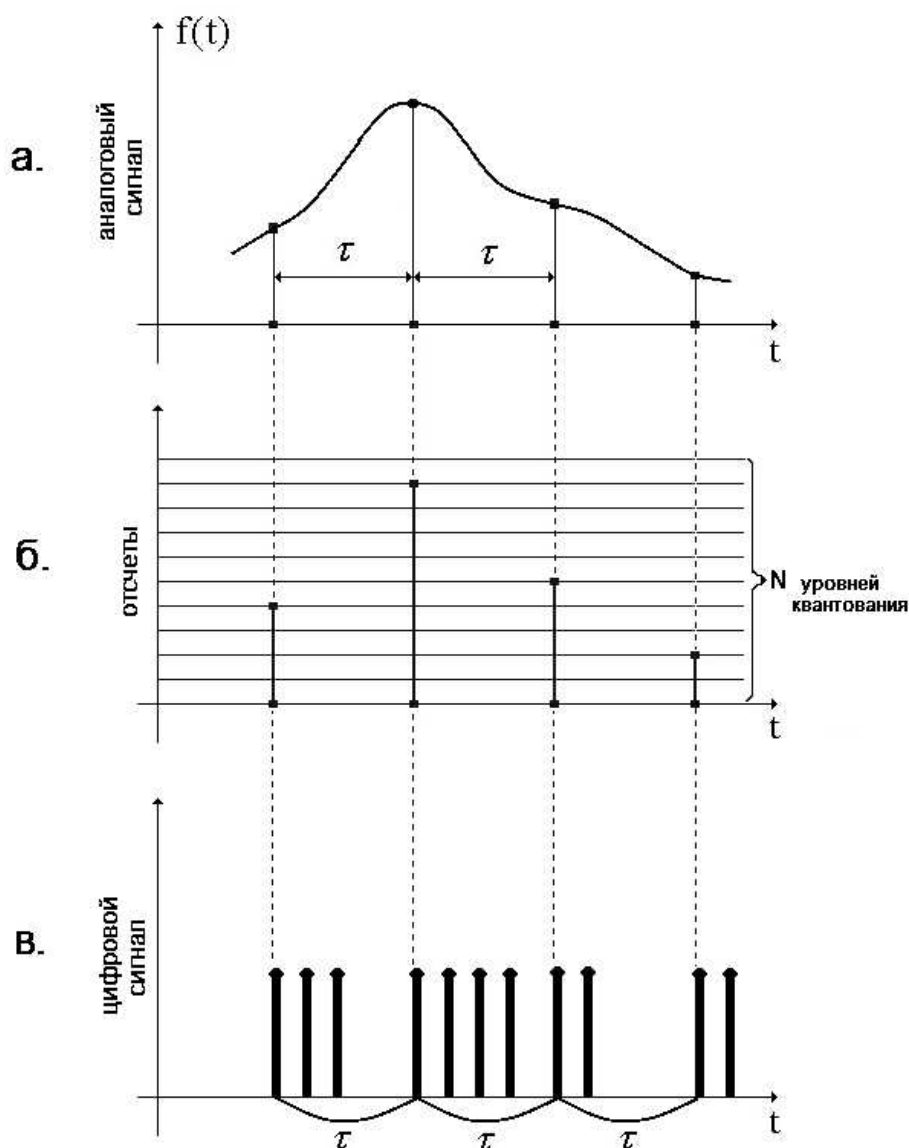


рис. 3

Рис. 3. Принцип ИКМ. а – аналоговый непрерывный сигнал, б – квантование выборочных значений (отсчетов) сигнала, в – представление выборочных значений в двоичном коде.

Дискретное представление (квантование) уровня сигналов предварительно осуществляется в десятичном коде с последующим его представлением в двоичном коде. В Таблице 1. показан пример такого перехода от десятичного к двоичному коду.

Таблица 1.

Значение выборки в десятичном коде	0	1	2	3	4	5	6
Двоичное значение	0	1	10	11	100	101	110
Число (n) разрядов в двоичном коде	1	1	2	2	3	3	3

Число N уровней шкалы квантования сигнала определяется числом n разрядов (знаков) в двоичном коде, $N = 2^n$. Для цифрового кодирования сигналов в телефонии часто принимается $n = 8$, что соответствует 256 уровням квантования сигнала выборки.

При ИКМ величина сигнала выборки в двоичном коде передается в канале связи непосредственно с момента каждой выборки, а для параллельной (одновременной) передачи сигналов нескольких каналов используется принцип временного уплотнения – деления тактового интервала τ на отрезки времени, каждый из которых придан определенному каналу. Указанные преобразования исходного сигнала осуществляются в электронном аналого-цифровом преобразователе (кодере, АЦП) и далее в специальной аппаратуре временного уплотнения (временного мультиплексирования) сигналов. Пример организации 30-канальной ИКМ, обеспечивающей одновременную трансляцию 30 телефонных каналов, показан на рис. 4. Здесь тактовый интервал (период выборки) τ телефонного звукового сигнала равен 125 мкс и определен граничной частотой F_c этого сигнала, условно равной 4 кГц ($\tau = 1/2F_c$).

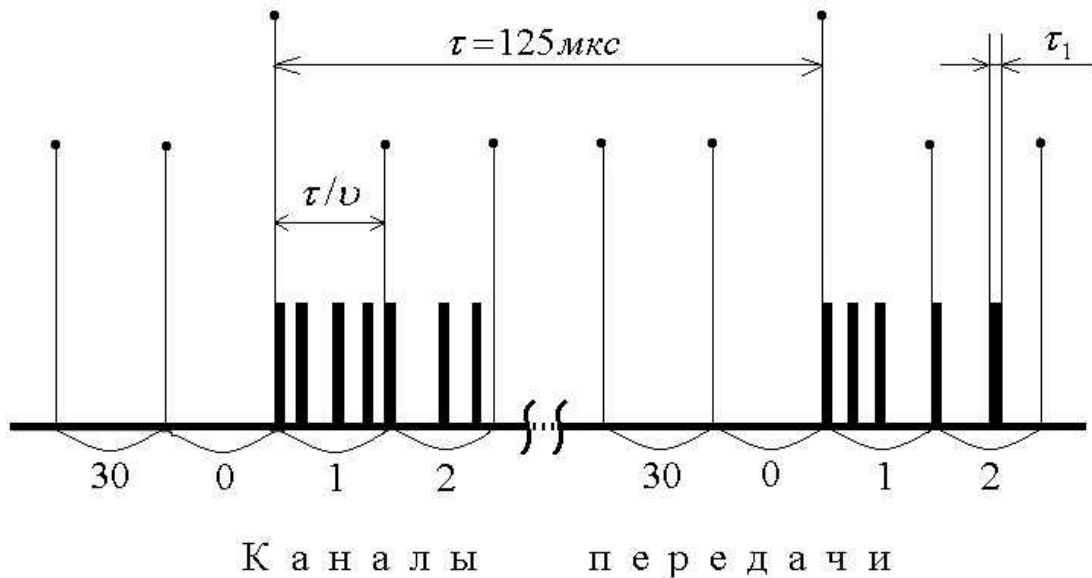


рис. 4

Рис. 4. Принцип построения ИКМ-30. 31-й (нулевой) канал – канал синхронизации.

Длительность τ_1 импульсного сигнала при ИКМ-передаче примерно равна

$$\tau_1 = \frac{\tau}{n\nu}, \quad (8)$$

где ν - число каналов временного уплотнения; например, в восьмиразрядной ИКМ-30 $\nu = 31$ и частота передачи сигнала ($1/\tau_1$) примерно равна 2 МГц. Разработаны системы ИКМ с 120, 480, 1920 и более высокими числами ν уплотняемых во времени каналов.

Отличительной особенностью цифровых систем передачи является их сравнительно малая чувствительность к воздействию шумов и помех. Передаваемый по оптической линии связи цифровой сигнал часто имеет два дискретных значения («0» и «1»), а фотоприемное устройство (ФПУ) работает в пороговом режиме как логическое устройство с двумя выходными состояниями – «да» и «нет», и даже при значительных искажениях амплитуды принимаемого сигнала на выходе ФПУ двоичные сигналы имеют правильную форму. Электронный цифро-аналоговый преобразователь (декодер, ЦАП), на вход которого подаются сигналы ФПУ, осуществляет высококачественное восстановление исходного аналогового сигнала.

1.5. Спектр сигнала

Понятие спектра сигнала в физике тесно связано с преобразованием Фурье, согласно которому «хорошая» (ограниченная, дифференцируемая

и не имеющая разрывов) функция $f(t)$ представляется интегралом Фурье вида

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) e^{-j2\pi\nu t} d\nu \quad . \quad (9)$$

Спектральная функция $\varphi(\nu)$ связана с исходной $f(t)$ («сигналом») обратным преобразованием Фурье,

$$\varphi(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{j2\pi\nu t} dt \quad . \quad (10)$$

Смысл выражения (9) состоит в представлении функции $f(t)$ в виде бесконечной суммы синусоид с бесконечным (непрерывным) набором частот и с весовым коэффициентом (амплитудой частотных составляющих) $\varphi(\nu)$.

Если сигнал $f(t)$ - гармоническое колебание бесконечной длительности, например, $f(t) = e^{-j2\pi\mu t}$, он не переносит информации (так как его амплитуда, фаза и частота μ неизменны) и его спектральная функция равна δ - функции Дирака,

$$\varphi(\nu) = \delta(\nu - \mu) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi(\nu - \mu)t} dt \quad . \quad (11)$$

Дельта-функция (здесь - «спектр» монохроматического сигнала) отлична от нуля лишь в точке $\nu = \mu$, где она обращается в бесконечность, то есть ширина полосы частот «спектра» бесконечной синусоиды равна нулю (рис. 5).

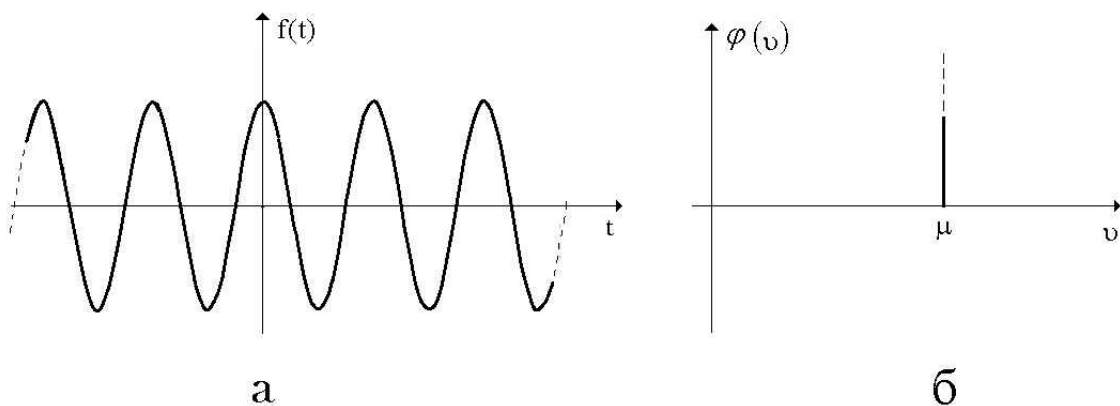


рис. 5

Рис. 5. Монохроматический сигнал (а) и его спектр (б)

Спектральная функция модулированного по амплитуде сигнала, например, меандра с длительностью цуга равной τ , отлична от нуля уже в конечной полосе частот – рис. 6.

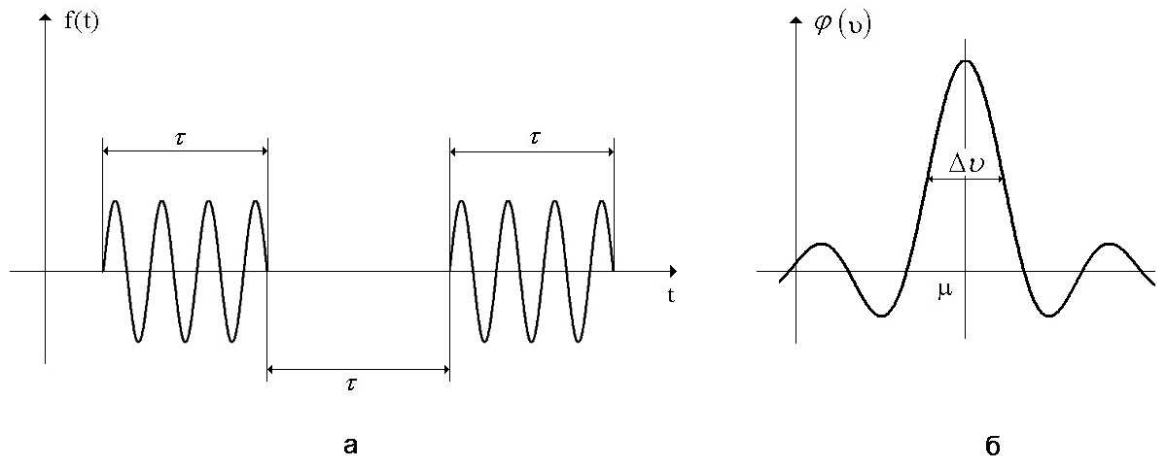


рис. 6

Рис. 6. Меандр (а) и его спектр (б)

Определенная по условному критерию (например, по уровню 0.8 от максимального значения квадрата модуля спектральной функции) ширина спектра $\Delta\nu$ и длительность цуга τ связаны простым соотношением

$$\Delta\nu \cdot \tau \approx 1 \quad . \quad (12)$$

Соотношение 12 приблизительно, по порядку величины, выполняется и при других видах амплитудной модуляции сигнала, например, с огибающей в виде функции Гаусса либо в виде экспоненты с линейным по времени показателем; при этом τ характеризует длительность сигнала. Похожее соотношение нередко используется для оценки ширины полосы частот передачи B при импульсном кодировании сигналов с длительностью импульсов τ_1 , при этом

$$B \approx \frac{1}{\tau_1} \quad . \quad (13)$$

В современной теории информации определение понятия «спектр сигнала» основано на понятии функции автокорреляции, являющейся одной из главных статистических характеристик случайного процесса. Реальные сигналы никогда не бывают строго детерминированными и, вообще говоря, описываются случайными функциями $f(t)$, пример которых показан на рис. 7.

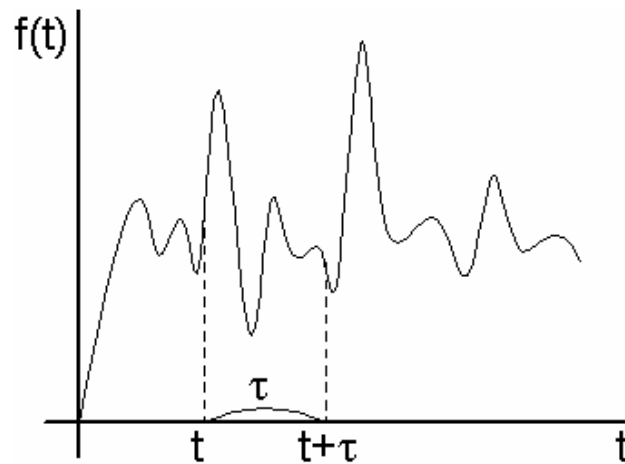


Рис. 7.

Рис. 7. Случайный процесс

Автокорреляционная функция $K(\tau)$ одномерного случайного процесса определяется как среднее по времени от произведения значений данной функции в моменты времени, разделенные отрезком τ ,

$$K(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) f(t + \tau) dt \quad , \quad (14)$$

где интервал усреднения T устремляют к бесконечности. Функция $K(\tau)$ представляется интегралом Фурье вида

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) e^{j2\pi\nu\tau} d\nu \quad , \quad (15)$$

где спектральная функция (спектр) случайного процесса $g(\nu)$ является обратным преобразованием Фурье функции автокорреляции $K(\tau)$,

$$g(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) e^{-j2\pi\nu\tau} d\tau \quad . \quad (16)$$

Пару фурье-преобразований (15, 16), где $K(\tau)$ - автокорреляционная функция описываемого случайного процесса, называют теоремой Винера-Хинчина. Из свойств преобразования Фурье следует, что чем «шире» автокорреляционная функция, тем «уже» спектр соответствующего ей сигнала – рис. 8.

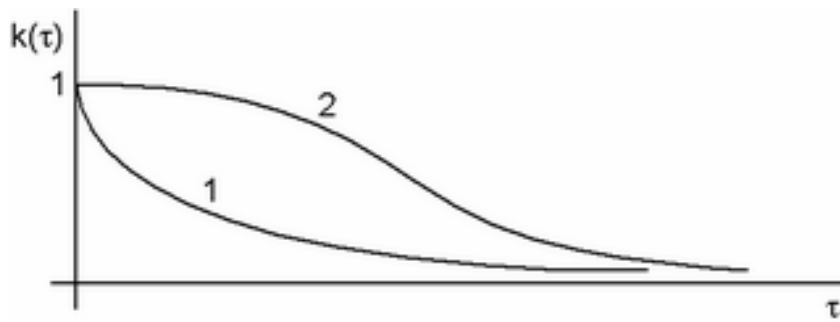


Рис. 8а.

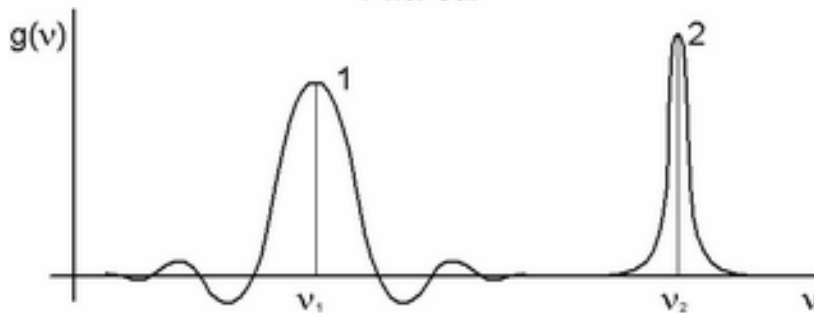


Рис. 8б.

Рис. 8. Примеры автокорреляционных функций (а) и соответствующих спектров (б) различных случайных процессов

Так как для физически осуществимых процессов автокорреляционная функция $K(\tau)$ является четной и стремится к нулю при бесконечном увеличении аргумента (эти процессы называют эргодическими), а частоты ν сигналов положительны, для таких процессов удобна следующая форма записи теоремы Винера-Хинчина

$$g(\nu) = 4 \int_0^{\infty} k(\tau) \cos 2\pi\nu\tau d\tau \quad , \quad (17)$$

$$k(\tau) = \int_0^{\infty} g(\nu) \cos 2\pi\nu\tau d\nu \quad , \quad (18)$$

где нормированная функция автокорреляции равна $k(\tau) = K(\tau) / K(0)$.

2. Особенности оптического диапазона передачи информации

При передаче информации с использованием сигналов электромагнитных волн нередко требуется выполнение условия квазимонохроматичности, согласно которому ширина $\Delta\nu$ спектра передаваемого сигнала должна быть, по крайней мере, на 1-2 порядка меньше, чем значение средней частоты ν_0 этого сигнала,

$$\Delta\nu \ll \nu_0 \quad . \quad (19)$$

Так как ширина B полосы частот передачи приблизительно равна $\Delta\nu$, очевидно, для достижения высоких, например, диапазона десятков Гбит/с, скоростей передачи информации, для выполнения условия 19 необходимо использование сигналов с частотой несущей в 10-100 или более раз выше, чем $\Delta\nu$. Оптический диапазон характеризуется частотами ν_0 несущих величиной порядка 10^{14} Гц, следовательно, ширина полосы частот передачи сигналов здесь может достигать $10^{12} - 10^{13}$ Гц, что недостижимо средствами техники СВЧ. Итак, первое достоинство оптического диапазона передачи информации – его высокая широкополосность или возможность передачи информации с чрезвычайно большой скоростью.

Вторая особенность оптического диапазона связи – необходимость учета квантовых свойств излучения, которые проявляются как при генерации излучения, так и при его регистрации фотоприемниками (то есть при взаимодействии излучения со средой). Фотоны (кванты излучения, бозоны) в квантовой электродинамике описываются симметричными волновыми функциями, следовательно, как частицы с целым спином подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. В этой статистике среднее число фотонов \bar{n} в некотором квантовом состоянии равно

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad , \quad (20)$$

где h - постоянная Планка, k - постоянная Больцмана и T - абсолютная температура среды. В диапазоне СВЧ энергия квантов существенно меньше тепловой энергии на одну степень свободы, $h\nu \ll kT$, при этом среднее число фотонов в квантовом состоянии велико, $\bar{n} \gg 1$. Наоборот, в оптическом диапазоне выполняется $h\nu \geq kT$ и величина $\bar{n} \leq 1$.

Средние квадраты флуктуаций числа фотонов, равные, по определению,

$$\Delta n^2 = (n - \bar{n})^2 \quad , \quad (21)$$

(здесь предполагается усреднение по времени) существенно различны в СВЧ- и в оптическом диапазоне волн. В диапазоне СВЧ преобладают тепловые шумы, при этом

$$\Delta n^2 \approx (\bar{n})^2, \quad (22)$$

и относительная величина флуктуаций числа фотонов

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} \ll 1; \quad (23)$$

такой тип флуктуаций числа фотонов соответствует классической статистике Пуассона. Энергия ε шума на один квант излучения равна

$$\varepsilon = h\nu\sqrt{(\Delta n^2)} = h\nu\bar{n} = kT. \quad (24)$$

В оптическом диапазоне выполняется

$$\Delta n^2 \approx (\bar{n})^2 + \bar{n}, \quad (25)$$

при этом относительная величина флуктуаций числа фотонов существенно выше,

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} \approx 1. \quad (26)$$

Энергия шума ε на один квант излучения равна

$$\varepsilon = h\nu\sqrt{\Delta n^2} = h\nu\sqrt{\bar{n}}\sqrt{1+\bar{n}}, \quad (27)$$

что намного больше величины kT (см. 24). Выражение 27 показывает, что в оптическом диапазоне длин волн заметную роль играют квантовые шумы, превышающие шумы тепловые. Сравнительно сильные флуктуации числа фотонов в отдельном квантовом состоянии вызывают и флуктуации числа фотоэлектронов в приемнике излучения, обуславливающие, в свою очередь, флуктуации фототока, называемые квантовым (дробовым) шумом фототока.

3. Открытые оптические системы связи

В открытых оптических системах связи свет распространяется в свободной среде - в атмосфере либо в космическом пространстве. Принципиальная схема таких систем передачи сигналов приведена на рис. 9.

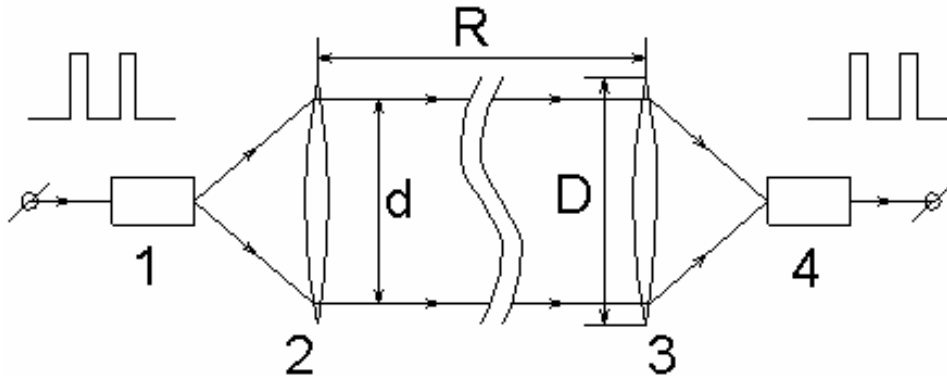


Рис. 9.

Рис. 9. Открытая оптическая система связи. 1 – источник света, 2 и 3 – объективы, 4 – фотоприемник.

При учете только дифракционных эффектов расходимости света мощность P_R излучения, падающего на фотоприемник, описывается уравнением дальности

$$P_R \approx 0.45 \frac{P_A \tau d^2 D^2}{R^2 \lambda^2} \quad , \quad (28)$$

где P_A - мощность излучателя, τ - коэффициент пропускания среды распространения, d и D - линейная апертура (диаметр зеркал), соответственно, передающей и приемной оптических систем, R - расстояние, λ - длина волны излучения; численный коэффициент отвечает размерностям указанных величин в системе СИ.

Коэффициент пропускания атмосферы равен

$$\tau = e^{-\alpha R} \quad , \quad (29)$$

где коэффициент α равен сумме коэффициента поглощения Бугера α_B и коэффициента рассеяния α_S ,

$$\alpha = \alpha_B + \alpha_S \quad . \quad (30)$$

Коэффициент поглощения α_B для атмосферы заметно зависит от длины волны излучения, и достигает минимума лишь в нескольких «окнах прозрачности» в окрестностях длин волн 0.4-0.8, 1.5, 2, 3.5, 10.5 мкм. Коэффициент рассеяния α_S равен сумме коэффициентов рассеяния Релея α_{SR} и рассеяния Ми α_{SM} ,

$$\alpha_S = \alpha_{SR} + \alpha_{SM} \quad . \quad (31)$$

Рассеяние Релея есть рассеяние света на частицах, размеры которых намного меньше длины световой волны, и его влияние наиболее заметно в области коротких длин волн,

$$\alpha_{SR} = 0.83 \frac{NA^3}{\lambda^4} \quad , \quad (32)$$

где A площадь поперечного сечения частиц-рассеивателей, N - плотность рассеивателей.

Эмпирическая формула для коэффициента рассеяния M_i (рассеяния на частицах размерами намного большими, чем λ) имеет вид

$$\alpha_{SM} = \frac{3.9}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{0.55} \right)^{-0.58\gamma^{1/3}} \quad , \quad (33)$$

где γ - метеорологическая дальность видения, в км. Например, при $\gamma = 5 \text{ км}$, $\lambda = 1 \text{ мкм}$, $\alpha_{SM} = 0.43 \text{ км}$, $\tau = 0.65$.

Очевидно, на дальность (и надежность) открытых систем связи в атмосфере заметно влияют метеорологические условия: туман, дождь, снег, дым, турбулентность атмосферы и др. Для больших расстояний R (километры и более), вследствие явлений рефракции и рассеяния, осложняется проблема точного наведения светового луча на фотоприемную систему, а также влияния фона (рассеянное излучения, небесные светила). Современные наземные открытые системы связи большой, свыше 10 км, протяженности действуют, в основном, в диапазоне длин волн около 10,6 мкм в режиме когерентного фотодетектирования сигнала. Более перспективно, с точки зрения дальности связи, применение таких систем в космосе. В городских условиях, при дальности связи около 1 км, удобный диапазон длин волн волн передачи сигналов находится в области 0.8 – 0.9 мкм.

4. Волноводные оптические системы передачи сигналов (предшественники ВОСП)

Исторически первая оптическая волноводная система передачи информации (Губо и Шверинг, 1961 г.) была выполнена на основе конфокального линзового волновода, схема которого приведена на рис. 10.

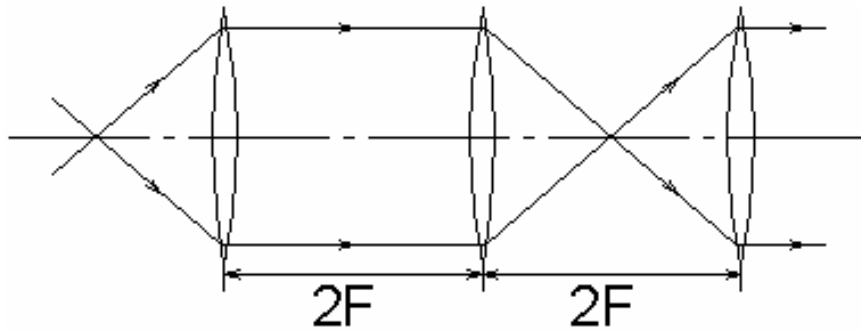


Рис. 10.

Рис. 10. Ход лучей света в конфокальном линзовом волноводе

Линзовый волновод (ЛВ) представляет собой набор положительных линз, последовательно расположенных на двойном фокусном расстоянии (практически - величиной около 1 метра). Назначение линз – компенсировать дифракционную расходимость оптического излучения в волноводе. Основные недостатки ЛВ – необходимость точной (с точностью около 20 мкм) установки расстояний между линзами, сравнительно большие (примерно 100 дБ/км) оптические потери ЛВ и дороговизна. Тем не менее, скорость передачи сигналов в таком линзовом волноводе приближалась к скоростям передачи радиорелейных линий связи.

В газо-линзовом волноводе (рис. 11) (Барреман, 1964 г.), благодаря высокой температуре стенок волновода, распределение температуры (и плотности) газа в сечении волновода неоднородно и в центре волновода показатель преломления газа выше, чем у стенок газовой трубы.

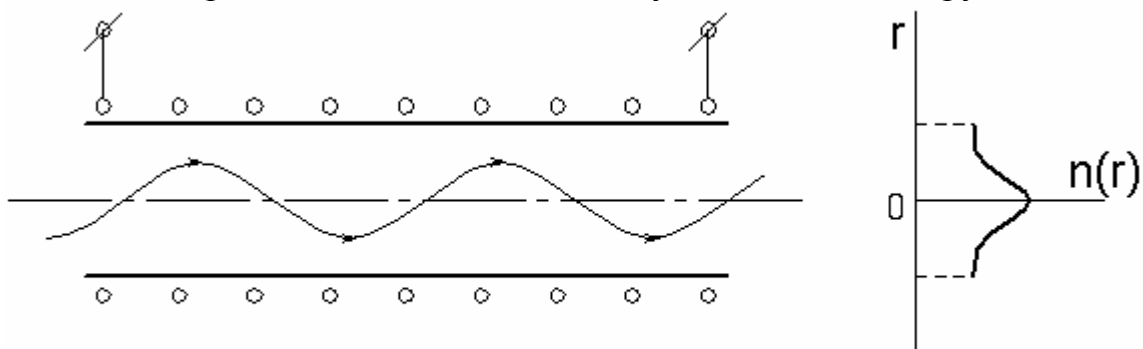


Рис. 11.

Рис. 11. Устройство газо-линзового волновода

Вследствие рефракции, световые лучи концентрируются вблизи оси волновода. Для поддержания рабочего режима такого волновода энергозатраты на нагревание стенок достаточно велики и поэтому газолинзовые световоды не нашли широкого применения.

Аналогом СВЧ-волноводов являются трубчатые оптические волноводы (лучеводы). Такие волноводы представляют собой пустотелые трубки из стекол либо металлов с зеркальным покрытием внутренней поверхности, с диаметром отверстий порядка мм. Лучеводы не нашли практического применения в оптической связи и сегодня частично используются в лазерной технологии для канализации мощных потоков оптического излучения.

5. Распространение излучения в волоконных световодах

5.1. Классификация волоконных световодов

Простой волоконный световод (ВС) представляет собой структуру из двух коаксиальных цилиндров – сердцевину с показателем преломления n_1 и оболочку с показателем преломления n_2 , обычно заключенную в защитную оболочку из полимерного материала. Важной характеристикой ВС является профиль показателя преломления – радиальная зависимость показателя преломления такой структуры. Примеры таких профилей показаны на рис. 12.

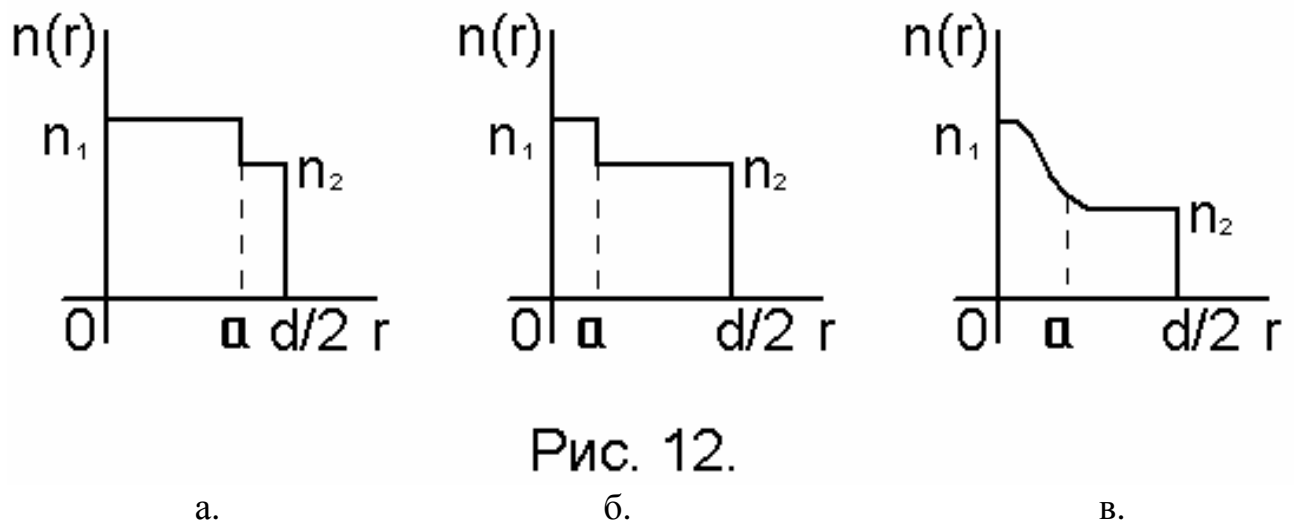


Рис. 12 . Профиль показателя преломления ВС. а – многомодового, б – одномодового, в – градиентного.

Диаметр оболочки ВС обычно равен 125 мкм (иногда 30, 200, 400 мкм) , радиус a сердцевины многомодовых ВС равен 25-100 мкм, одномодовых – 3-6 мкм.

Ход светового луча в меридиональной (содержащей оптическую ось) плоскости ВС показан на Рис. 13.

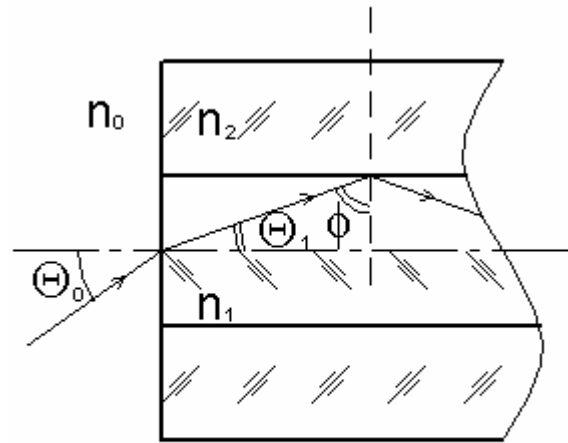


Рис. 13.

Рис. 13. Ввод луча света в одножильный волоконный световод

Критический (наименьший) угол Φ_c полного внутреннего отражения на границе сердцевина-оболочка определяется равенством

$$\sin \Phi_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (34)$$

а для соответствующих наибольших углов падения θ_0 и преломления θ_1 , с учетом равенства $\theta_1 + \Phi = \pi/2$, выполняется

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA, \quad (35)$$

где NA - числовая апертура (Numerical Aperture) оптоволокну. При вводе в ВС луча света из воздуха ($n_0 = 1$) числовая апертура равна синусу наибольшего угла падения такого луча. Относительная разность Δ показателей преломления сердцевины и оболочки равна

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (36)$$

Типичные значения параметров наиболее распространенных ВС приведены в Таблице 2.

Таблица 2.

Тип световода (кварцевое стекло)	Диаметр сердцевины, мкм	NA	θ_0 , угл. град. (максимальный)	Δ
Многомодовый	50 - 200	0.25 – 0.50	20 - 30	0.005-0.020
Одномодовый	5 – 12	0.12 – 0.25	5 - 8	0.002-0.010

Для достижения улучшенных характеристик дисперсии ВС разработано несколько типов ВС со сложным профилем показателя преломления, примеры которых показаны на рис. 14.

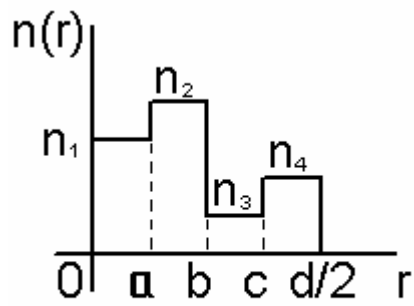


Рис. 14а.

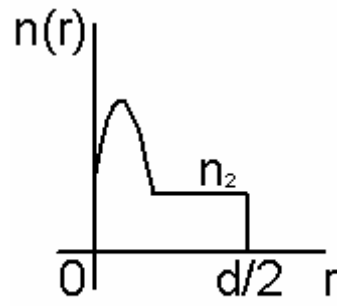


Рис. 14б.

Рис. 14. Волоконные световоды со сложными профилями показателя преломления. а – четырехслойный ВС, б - градиентный.

В оптических приборах нередко применяются однородные кварцевые световоды с пластиковой оболочкой и полимерные, полностью изготовленные из полимерных материалов, световоды. Как правило, они отличаются большой величиной числовой апертуры (0.3 – 0.5), большим диаметром сердцевины (150-200 мкм), а по параметрам дисперсии и оптических потерь значительно уступают лучшим образцам ВС.

В волоконно-оптических гироскопах и в волоконных интерферометрах используются световоды с сохранением поляризации излучения.

В таких одномодовых световодах необходимая оптическая анизотропия сердцевины оптоволокна достигается вследствие эффекта фотоупругости. Различие упругих механических напряжений вдоль ортогональных направлений (x, y) в сечении световода создается благодаря своеобразному расположению напрягающих оболочек в структуре ВС. Примеры поперечных сечений ВС с сохранением поляризации показаны на рис. 15.

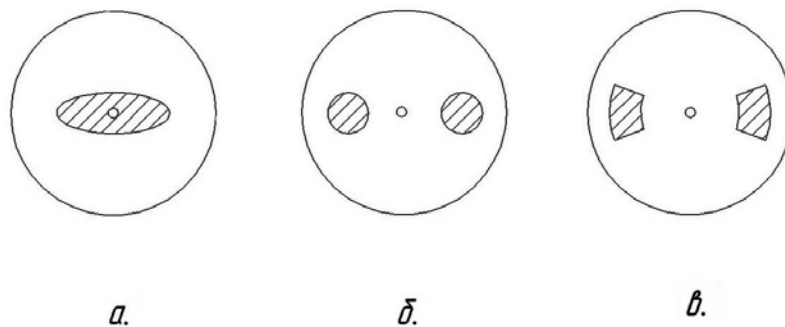


рис. 16

Рис. 15. ВС с сохранением поляризации. а – с эллиптической напрягающей оболочкой, б – типа «PANDA», в – типа «галстук-бабочка».

Итак, волоконные световоды обычно подразделяются на одномодовые, многомодовые, градиентные, ВС с сохранением поляризации и ВС со сложным профилем показателя преломления (к ним относятся ВС с несколькими световодными жилами, ВС с некруглой сердцевиной, а также «дырчатые», микроструктурированные ВС).

5.2. Принципы технологии изготовления волоконных световодов

Требуемое значение показателя преломления сердцевины или оболочки волоконного световода обеспечивается введением в чистый плавленный кварц (диоксид кремния - SiO_2) различных примесей – чаще всего окислов германия, фосфора и бора. В зависимости от природы и концентрации легирующей примеси и расположения спектральных линий поглощения образовавшихся соединений, показатель преломления кварцевого стекла на заданной длине волны может увеличиваться либо уменьшаться – рис. 16.

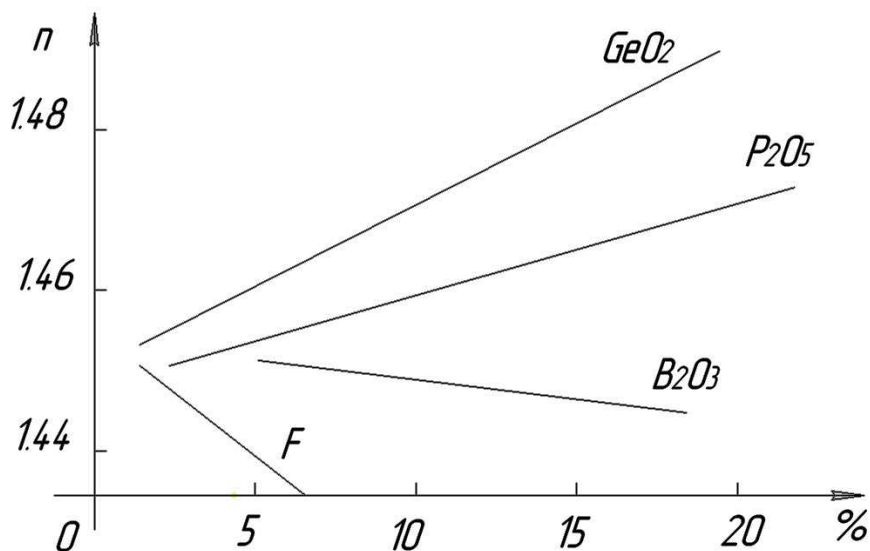


рис. 15

Рис. 16. Зависимость показателя преломления кварцевого стекла от концентрации примесей (длина волны 850 нм).

Профиль показателя преломления в ВС определяется технологией изготовления волокна. Старым методом двойного тигля в 80-е годы удалось получить оптоволокно с потерями величиной 2-8 дБ/км. Световоды высшего качества получены по принципиально новой технологии, разработанной в 70-е годы. Сущность такой технологии состоит в изготовлении, на первом этапе, крупногабаритного стеклянного стержня-заготовки с требуемым радиальным распределением показателя преломления и - на втором этапе - вытяжке оптоволокна при нагревании этой заготовки выше температуры

плавления стекла (около 1400 С). Первое время при изготовлении заготовок практиковался метод наружного осаждения окислов металлов из газовой фазы на поверхность стержня из графита (Outside Vapor Phase Oxidation – «OVPO»). Сегодня наиболее распространен метод внутреннего осаждения из газовой фазы (Modified Chemical Vapor Deposition – «MCVD»). Сущность MCVD-метода состоит в последовательном, по специальному алгоритму, осаждении на внутренней поверхности вращающейся и нагреваемой кварцевой трубки продуктов сгорания (окислов) различных веществ, после чего полученная таким способом пористая заготовка разогревается до температуры стеклования – образования прозрачного стекла. Оптические потери в ВС, полученных методом MCVD, достигают уровня 0.2 дБ/км на длине волны 1.55 мкм. Еще лучшие результаты, особенно в области длин волн около 1,3 мкм, получены при изготовлении заготовок в вакууме с использованием метода торцевого осаждения (Vapor Phase Axial Deposition – «VAD»). Из одной монолитной стеклянной заготовки длиной около 1 метра и диаметром 10-15 мм можно вытянуть до 50 км градиентного (или многомодового) волокна и свыше 100 км – одномодового волокна.

5.3 Оптические потери в волоконных световодах

Оптические потери в линиях связи (и в световодах) удобно исчислять в дБ/км. Если на входе линии протяженностью L мощность сигнала равна P_0 , а на выходе P_1 , потери α на 1 км длины линии равны

$$\alpha = \frac{10}{L} \lg \frac{P_0}{P_1} \quad [\text{дБ/км}] \quad . \quad (37)$$

Коэффициент потерь α прямо пропорционален коэффициенту поглощения направляющей среды α_B , если изменение мощности излучения в оптоволокне описывать экспоненциальным законом Бугера, при этом

$$\alpha = \frac{10\alpha_B}{\ln 10} = 4.35\alpha_B \quad ; \quad (38)$$

(здесь размерность коэффициента поглощения α_B , очевидно, км^{-1}).

Следует отметить, что при очень высоких плотностях мощности оптического излучения в кварцевом световоде - более 10^8 Вт/см^2 , становятся заметными эффекты нелинейности, например, ВКР и ВРМБ, которые сопровождаются дополнительными оптическими потерями. При небольших уровнях мощности распространяющегося излучения основными причинами затухания излучения в ВС являются

- рассеяние Релея (рассеяние на микрочастицах с размерами $d \ll \lambda$),
- фундаментальное поглощение,
- рассеяние Ми (рассеяние на микрочастицах и неоднородностях масштаба $d \gg \lambda$),
- радиационные потери на дефектах световода и при изгибах волокна.

Характерными особенностями релеевского рассеяния света являются примерно равное рассеяние в прямом и обратном направлениях, линейная поляризация рассеянного в сторону излучения и сильная, пропорциональная $1/\lambda^4$, зависимость мощности рассеянного излучения от длины волны. Вклад релеевского рассеяния в потери оптической мощности в ВС наиболее значителен в коротковолновой, менее 0.8 мкм области спектра. Рассеяние на крупных неоднородностях (Ми) отличается вытянутой в направлении распространения падающего света угловой диаграммой и относительно слабой спектральной зависимостью мощности рассеяния.

Потери вследствие фундаментального поглощения излучения в стекле обусловлены тремя механизмами: собственным поглощением материала, поглощением на примесях (несобственным поглощением) и потерями на дефектах атомной решетки. Мощное собственное поглощение вызывается электронными переходами в ультрафиолетовой (УФ) области спектра и переходами между колебательными уровнями в инфракрасной (ИК) области спектра системы энергетических уровней молекулы кварца (SiO_2). Так значительное поглощение из-за перестройки электронных орбит в SiO_2 происходит в УФ-области спектра на длине волны около 0.14 мкм. Наиболее интенсивное поглощение вследствие переходов между колебательными уровнями молекулы кварца происходит на длине волны 9.2 мкм, при этом высшие гармоники такого «осциллятора» (обертоны) расположены вблизи длин волн 3.2, 2.8 и 4.4 мкм.

Несобственное (примесное) поглощение значительно даже при очень низких концентрациях примесей, что иллюстрирует Таблица 3.

Таблица 3.

Примесь в SiO_2 , 10^{-6} вес. ч.	Длина волны, мкм	Вносимые потери, дБ/км
Fe^{2+}	1.10	0.68
Fe^{3+}	0.40	0.15
Cu^{2+}	0.85	1.10
OH^-	0.95	1.00
	1.38	20.00
	1.24	4.00

Отмеченные в таблице сильные линии поглощения молекулы гидроксила (OH^-) являются гармониками и комбинационными частотами фундаментальной линии поглощения гидроксила на длине волны 2.73 мкм.

Типичная спектральная зависимость оптических потерь в ВС, полученном по методу MCVD, показана на рис. 17.

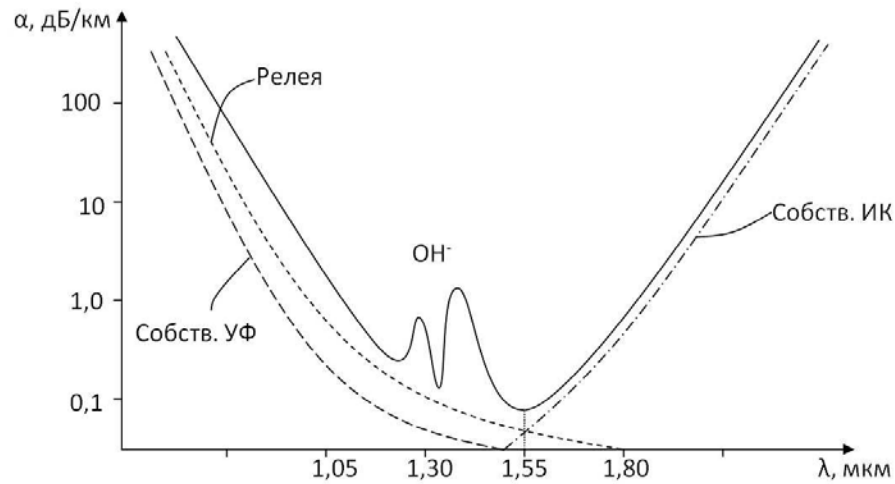


рис. 17

Рис. 17. *Спектральная характеристика оптических потерь в кварцевом световоде, изготовленном по методике MCVD*

Видно, что присутствие молекул воды (гидроксильных групп) в кварцевом стекле, приводит к значительным оптическим потерям на поглощение в области около 1.3 мкм.

При изготовлении заготовок для вытяжки оптоволокна методом торцевого осаждения в вакууме (VAD) концентрация примеси OH^- существенно уменьшается и спектральная кривая оптических потерь становится более гладкой, рис. 18.

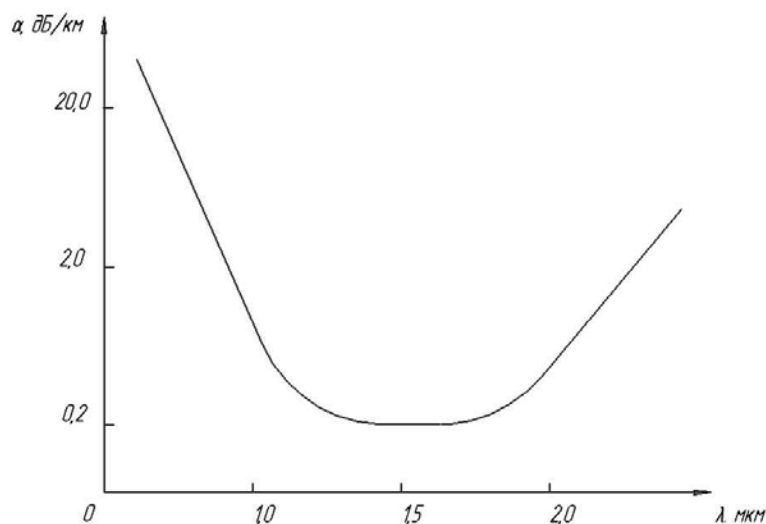


рис. 18

Рис.18. *Спектральная характеристика оптических потерь в кварцевом оптоволокне, изготовленном по методу VAD*

Абсолютный минимум оптических потерь в одномодовом кварцевом световоде составляет примерно 0.125 дБ/км на длине волны 1.55 мкм. Минимальное затухание на длине волны 0.85 мкм около 2.5 дБ/км, на длине волны 1.3 мкм – около 0.35 дБ/км.

Дефекты оптоволокна – микронеоднородности плотности (следовательно, и показателя преломления) направляющей среды, трещины, свили, пузырьки, инородные частицы и т. п. обуславливают рефракцию и рассеяние излучения в волноводе. Соответствующие радиационные потери могут быть уменьшены при использовании высокочистых исходных материалов при изготовлении заготовок оптоволокна, а также эффективных современных технологий MCVD, VAD, специальных режимов вытяжки волокна и др.

Изгиб волокна приводит к нарушению условия полного внутреннего отражения на границе сердцевина-оболочка световода, в результате чего часть излучения переходит из сердцевины в оболочку и потери направляемых мод возрастают. При радиусе изгиба волокна менее критического, резко увеличиваются радиационные потери α_R излучения, описываемые формулой Маркузе

$$\alpha_R = A \frac{e^{-BR}}{\sqrt{R}}, \quad (39)$$

где R - радиус изгиба волокна, A, B - коэффициенты, зависящие от длины волны, индекса направляемой моды и ее поляризации.

Сегодня исследуются и разрабатываются волоконные световоды на основе различных некварцевых стекол, например, фторидных и халькогенидных стекол, кристаллов галогенидов и ряда других материалов. В диапазоне длин волн свыше 2 мкм (например, около 6 и 8 мкм) в таких средах потери оптической мощности, вследствие фундаментального поглощения, достигают уровня 0.010 – 0.001 дБ/км. Серьезной проблемой практического применения таких сред является дороговизна исходных материалов, сложности технологии их изготовления и неизбежные радиационные потери из-за оптической неоднородности материала световода, которые могут превышать потери на поглощение.

5.4. Волновая теория распространения излучения в волоконных световодах

При описании свойств волоконных световодов используется как геометрическое (лучевое), так и волновое приближения. Более точное описание характеристик ВС дает волновая теория, рассматривающая свет как распространение различных типов электромагнитных волн в цилиндрических диэлектрических волноводах. Основные положения этой теории были установлены еще в 40-50-е годы при анализе свойств СВЧ-волноводов.

5.4.1. Волновое уравнение

Электромагнитное поле описывается системой уравнений Максвелла, из которой непосредственно следуют волновые уравнения для электрической и магнитной составляющих поля. В диэлектрической (плотность свободных зарядов равна нулю) среде волновые уравнения для величин электрического (E) и магнитного (H) полей, описываемых в системе единиц СИ, имеют вид

$$\Delta E = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (40)$$

$$\Delta H = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (41)$$

где Δ - оператор Лапласа, ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, μ - абсолютная магнитная проницаемость среды. Выполняются соотношения

$$\varepsilon = \varepsilon' \varepsilon_0 \quad (42)$$

и

$$\mu = \mu' \mu_0, \quad (43)$$

где ε_0 и μ_0 - электрическая и магнитная постоянные, а ε' и μ' - относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. При постоянных величинах ε, μ фазовая скорость v бегущих электрической и магнитной волн равна

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'\mu'}} = \frac{c}{n}, \quad (44)$$

где c - скорость света в вакууме, равная

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}, \quad (45)$$

и $n = \sqrt{\varepsilon'\mu'}$ - показатель преломления среды. Решения уравнений 40, 41 при произвольном пространственном распределении показателя преломления $n = n(x, y, z)$ нетривиальны. Координаты точки в цилиндрическом волноводе удобно отображать в цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) в которой ось z является оптической осью прямого волновода. При этом векторы E, H электромагнитного поля представляются шестью проекциями $E_r, E_\phi, E_z, H_r, H_\phi, H_z$; их пример показан на рис. 19.

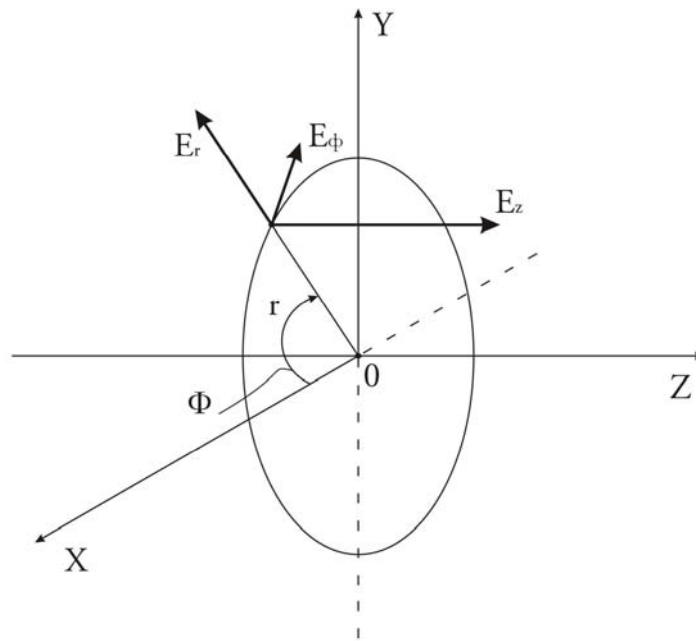


рис. 19

Рис. 19. Проекция электрического вектора э.м. поля в цилиндрической системе координат.

Общее решение волновых уравнений 40,41 в цилиндрической системе координат имеет вид волн, распространяющихся в положительном направлении оси z ,

$$E = E_0(r, \phi) \exp j(\omega t - \beta z) \quad , \quad (46)$$

$$H = H_0(r, \phi) \exp j(\omega t - \beta z) \quad , \quad (47)$$

где ω - циклическая частота волны, β - постоянная распространения.

Волновые уравнения для проекций векторов поля имеют вид

$$E_r = -\frac{j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu \omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad , \quad (48)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu \omega \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad , \quad (49)$$

$$H_r = -\frac{j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\varepsilon \omega}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad , \quad (50)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \varepsilon \omega \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad . \quad (51)$$

В этих формулах параметр q^2 определяется соотношением

$$q^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - \beta^2 = \left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \beta^2 = \left(\frac{\omega n}{c} \right)^2 - \beta^2 \quad . \quad (52)$$

Из 48-51 прямо следуют два уравнения для продольных компонент электрической E_z и магнитной H_z составляющих электромагнитного поля в волноводе,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad , \quad (53)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad . \quad (54)$$

Волновые уравнения 53,54 при заданных граничных условиях описывают распространение электромагнитных волн в диэлектрических волноводах с любым профилем показателя преломления.

5.4.2. Волновод со ступенчатым профилем показателя преломления и бесконечным радиусом оболочки

Волновые уравнения 53,54 имеют точные решения лишь в исключительных случаях, одним из которых является задача о распространении электромагнитной волны в прямом волноводе в виде однородного сплошного цилиндра (сердцевины) радиуса a с показателем преломления n_1 и оболочки бесконечного радиуса с показателем преломления n_2 . Функция профиля показателя преломления такого волновода показана на рис.20.

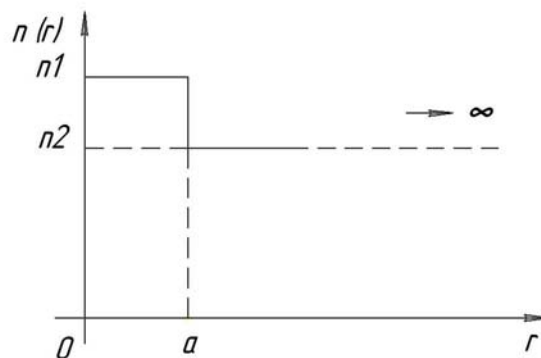


рис. 20

Рис. 20. Профиль показателя преломления простейшего диэлектрического волновода

Решение волновых уравнений, например для E_z , удобно искать по методу разделения переменных, при котором искомая функция представляется в виде произведений функций одного аргумента,

$$E_z(r, \phi, z, t) = AF(r)e^{j\nu\phi} e^{j\omega t} e^{-j\beta z} \quad , \quad (55)$$

где A - постоянная, $F(r)$ - радиальная функция электрического поля, ν - целое число, ϕ - азимутальный угол, ω - циклическая частота волны, t - время, β -

постоянная распространения, z - координата, $j = \sqrt{-1}$. Подстановкой 55 в 53, получим уравнение для радиальной функции $F(r)$,

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (56)$$

Это уравнение - хорошо изученное дифференциальное уравнение Бесселя, решениями которого являются специальные функции Бесселя $J_\nu(x)$, где ν - порядок функции и x - безразмерный аргумент. Функция Бесселя может быть представлена, например, интегралом

$$J_\nu(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(x \sin \theta - \nu \theta) d\theta \quad , \quad (57)$$

а при больших значениях аргумента выполняется

$$J_\nu(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad , \quad (58)$$

то есть асимптотически функция Бесселя - гармоническая, с медленно убывающей амплитудой.

Примеры графиков функций Бесселя показаны на рис. 21

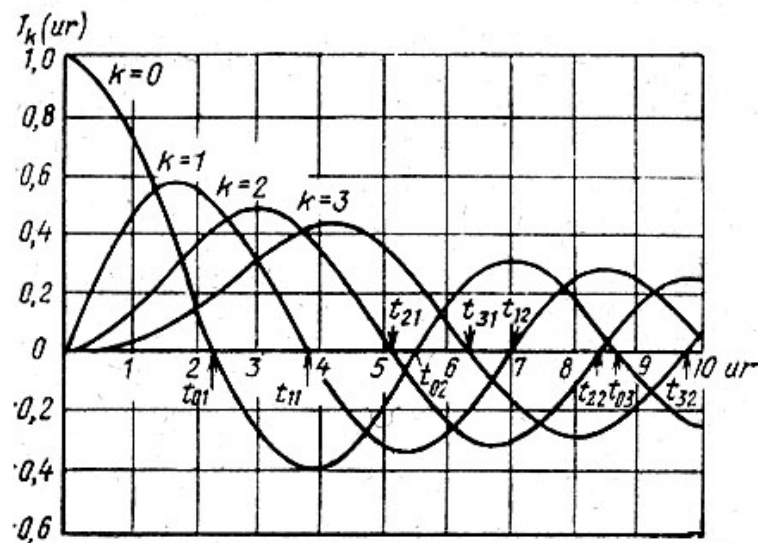


Рис. 21. Функции Бесселя порядка $\nu = k = 0, 1, 2, 3$.

Решениями волновых уравнений могут являться функции Кельвина $K_\nu(x)$, определяемые равенством

$$K_\nu(x) = \frac{\pi}{2 \sin \pi \nu} (J_{-\nu}(x) - J_\nu(x)) \quad , \quad (59)$$

которые в отличие от осциллирующих функций Бесселя являются монотонно-убывающими. График функций Кельвина приведен на рис. 22.

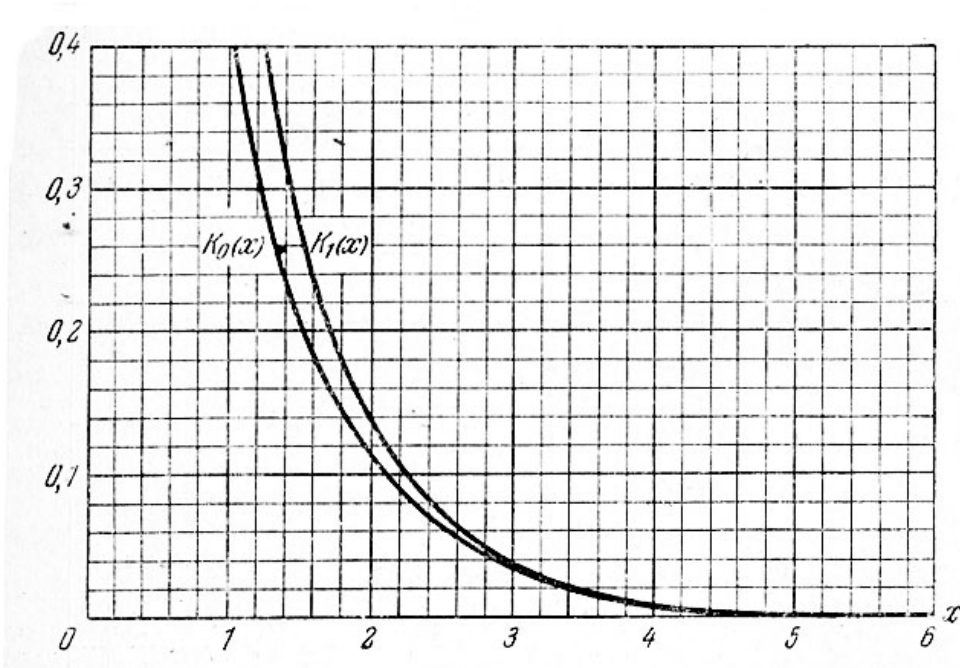


Рис. 22. Функции Кельвина порядка $\nu = 0,1$.

Решения волновых уравнений 53,54 различаются для сердцевин и оболочки волновода.

Для сердцевин волновода, в области $r \leq a$, для электрической и магнитной составляющих электромагнитного поля, окончательно,

$$E_z = AJ_\nu(ur)e^{j\nu\phi}e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (60)$$

$$H_z = BJ_\nu(ur)e^{j\nu\phi}e^{j(\omega t - \beta z)}. \quad (61)$$

Для оболочки волновода, при $r > a$, получим

$$E_z = CK_\nu(wr)e^{j\nu\phi}e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (62)$$

$$H_z = DK_\nu(wr)e^{j\nu\phi}e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad (63)$$

В равенствах 60-63 коэффициенты A, B, C, D - постоянные, а параметры w, u определяются равенствами

$$u^2 = k_1^2 - \beta^2, \quad (64)$$

где $k_1 = 2\pi n_1 / \lambda$, и

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2, \quad (65)$$

где $k_2 = 2\pi n_2 / \lambda$.

Постоянная распространения β электромагнитного поля в волноводе всегда находится в пределах

$$k_2 \leq \beta \leq k_1. \quad (66)$$

Величина коэффициентов A, B, C, D определяется из граничных условий на границе раздела сердцевина-оболочка, согласно которым при $r = a$ должна иметь место непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Обозначая сердцевину индексом «1» и оболочку индексом «2», граничные условия для осевой (z) составляющей поля записываются в виде

$$E_{z1} - E_{z2} = AJ_v(ua) - CK_v(wa) = 0 \quad , \quad (67)$$

$$H_{z1} - H_{z2} = BJ_v(ua) - DK_v(wa) = 0 \quad . \quad (68)$$

Для азимутальных компонент поля граничные условия при $r = a$ записываются несколько длиннее (здесь удобно вернуться к выражениям для относительной диэлектрической и магнитной проницаемостей сердцевины (ε_1', μ_1') и оболочки (ε_2', μ_2') волновода, см. 42-44),

$$E_{\phi1} - E_{\phi2} = -\frac{j}{u^2} \left[A \frac{j\nu\beta}{a} J_v(ua) - B \omega \mu_1' u J_v'(ua) \right] - \quad , \quad (69)$$

$$\frac{j}{w^2} \left[C \frac{j\nu\beta}{a} K_v(wa) - D \omega \mu_2' w K_v'(wa) \right] = 0$$

$$H_{\phi1} - H_{\phi2} = -\frac{j}{u^2} \left[B \frac{j\nu\beta}{a} J_v(ua) + A \omega \varepsilon_1' u J_v'(ua) \right] - \quad . \quad (70)$$

$$\frac{j}{w^2} \left[D \frac{j\nu\beta}{a} K_v(wa) + C \omega \varepsilon_2' w K_v'(wa) \right] = 0$$

Уравнения 67-70 образуют систему четырех алгебраических уравнений с четырьмя неизвестными A, B, C, D , для которой решение существует только при равенстве нулю ее определителя. Приравняв определитель этой системы к нулю, получим следующее характеристическое уравнение

$$\left(\frac{J_v'(ua)}{uJ_v(ua)} + \frac{K_v'(wa)}{wK_v(wa)} \right) \left(\frac{k_1^2 J_v'(ua)}{uJ_v(ua)} + \frac{k_2^2 K_v'(wa)}{wK_v(wa)} \right) = \quad . \quad (71)$$

$$= \left(\frac{\beta\nu}{a} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2$$

Это уравнение, которое определяет допустимые значения постоянной распространения β , трансцендентно (неразрешимо в элементарных функциях) и имеет m корней ($m = 0, 1, 2, \dots$), соответствующих определенным типам волн, распространяющимся в волноводе. Возможные значения постоянных распространения $\beta = \beta_{vm}$ волн различных типов (мод волновода) определяются графически по диаграмме, рассчитанной на основе 71 с помощью ЭВМ, см. рис. 23.

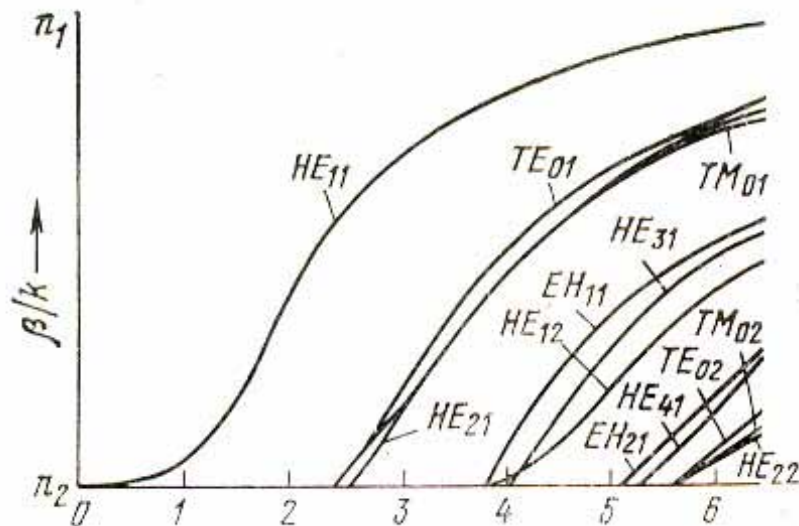


Рис. 23. Зависимость постоянной распространения (отношения β/k) от нормированной частоты (V -параметра) волновода для различных типов колебаний (мод) волновода; волновое число $k = 2\pi/\lambda$.

Здесь нормированная частота (или V -параметр) волновода определяется как

$$V = a\sqrt{u^2 + w^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} NA \quad . \quad (72)$$

Основной моде волновода соответствуют наименьшие значения индексов мод $\nu = 0$ и $m = 1$, и такой тип колебаний возможен при любых (исключая $a = 0$), размерах сердцевины волновода. При $\nu = 0$ распределение амплитуды поля моды в сечении волновода радиально-симметрично (здесь нет зависимости амплитуды поля от азимута ϕ) и проекции векторов электрического и магнитного полей на ось z для этой моды равны нулю. Эти моды называют поперечными электрическими (тип $TE_{\nu m}$, при $E_z = 0$) либо поперечными магнитными (тип $TM_{\nu m}$, при $H_z = 0$). Основную моду обозначают символом HE_{11} и для нее радиальное распределение амплитуды поля в сердцевине волновода описывается функцией Бесселя $J_0(ur)$, а в оболочке - функцией Кельвина $K_0(wr)$. Такая мода ассоциируется с лучом света, распространяющимся строго вдоль оси волновода. Картины векторов электрического поля в поперечном сечении сердцевины волновода показаны на рис. 24.

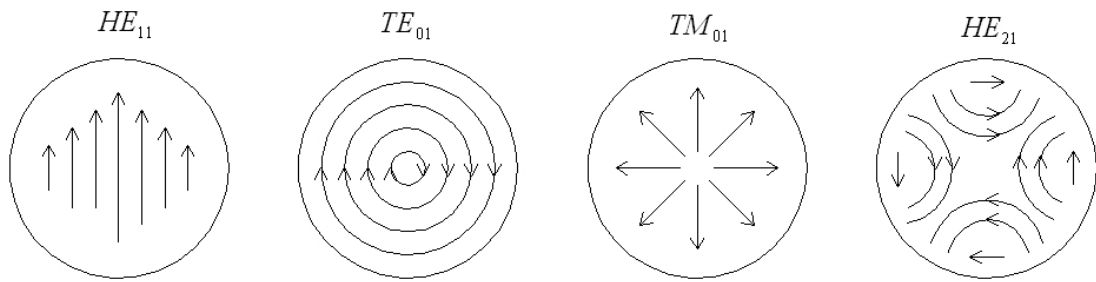


рис. 35

Рис. 24. Распределение силовых линий и векторов электрического поля в поперечном сечении волновода для мод низших порядков

При $\nu > 1$ каждому значению индекса моды ν соответствуют два набора мод – типа $HE_{\nu m}$, для которых доминирует осевая составляющая H_z магнитного вектора, и типа $EH_{\nu m}$ с преимущественным влиянием z -компоненты E_z электрического вектора электромагнитного поля. Моды с ненулевыми значениями осевых компонент E_z и H_z называют гибридными модами и их можно ассоциировать с наклонными или косыми лучами света в волноводе. Как показывает рис. 23, моды высоких порядков существуют при значениях нормированной частоты (V -параметра) волновода, превышающих определенные критические значения, соответствующие корням функций Бесселя, описывающих распределения полей этих мод. Лишь у основной моды HE_{11} ($\nu = 0, m = 1$) частота отсечки равна нулю. Мода с индексами $\nu = 1, m = 1$ существует лишь значения безразмерного V -параметра, превышающем величину частоты отсечки 2.405... , численно равную первому корню функции Бесселя нулевого порядка. Итак, одномодовый режим в волноводе со ступенчатым профилем показателя преломления обеспечивается при выполнении условия

$$V < 2.405... \quad (73)$$

При сравнительно больших значениях V - параметра в волноводе могут распространяться несколько волноводных (направляемых) мод с разными величинами постоянных распространения. Можно показать, что общее число M мод в слабонаправляющем (при условии $(n_1 - n_2) \ll n_1$) волноводе равно

$$M = \frac{V^2}{2} \quad ; \quad (74)$$

в этой формуле учтены два ортогональных состояния поляризации каждой из мод.

5.4.3. Волоконные световоды с градиентным профилем показателя преломления

Функция $n(r)$ профиля показателя преломления градиентных ВС может быть представлена в виде

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad \text{при} \quad 0 \leq r \leq a \quad (75)$$

и

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta} \approx n_1(1 - \Delta) = n_2 \quad \text{при} \quad r > a \quad (76)$$

Здесь $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ и α - параметр профиля волновода. Примеры профилей показателей преломления градиентных световодов показаны на рис. 25.

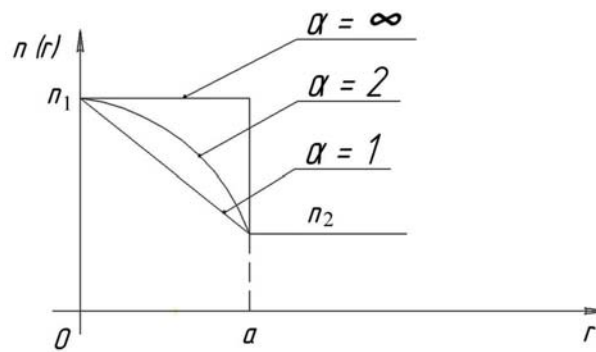


рис. 25

Рис. 25 Профили показателей преломления градиентных ВС. $\alpha = \infty$ соответствует ступенчатому профилю.

Числовая апертура градиентных световодов зависит от радиуса точки наблюдения, при этом в области $r \leq a$ числовая апертура равна

$$NA = NA(r) = \left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad (77)$$

Волновое уравнение для радиальной функции $F(r)$ поля в градиентном световоде имеет вид

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] F = 0 \quad (78)$$

где $k = 2\pi/\lambda$. В отличие от уравнения Бесселя 56, это уравнение не имеет точного решения и может быть решено приближенным методом Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ-методом). При этом в 78 выполняется подстановка

$$F = F(r) = A \exp(jkQ(r)) \quad (79)$$

после чего получаем уравнение для неизвестной функции $Q(r)$,

$$jkQ'' - (kQ')^2 + \frac{jk}{r}Q' + \left[k^2n^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] = 0 \quad . \quad (80)$$

Полагая, что $n(r)$ - медленно изменяется в масштабах длины волны λ , разложим функцию $Q(r)$ в ряд Тейлора по степеням k ,

$$Q(r) = Q_0(r) + \frac{1}{k}Q_1(r) + \frac{1}{k^2}Q_2(r) + \dots \quad . \quad (81)$$

Ограничившись первыми двумя членами в разложении 81, подстановкой их в 80, получим

$$\left\{ -k^2(Q_0')^2 + \left[k^2n^2(r) - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right] \right\} + \left(jkQ_0'' - 2kQ_0'Q_1' + \frac{jk}{r}Q_0' \right) \approx 0 \quad . \quad (82)$$

Слагаемые в фигурной и круглой скобках приблизительно равны нулю, откуда следует решение

$$kQ_0 = \int_{r_1}^{r_2} \left[(k^2n^2(r) - \beta^2) - \frac{v^2}{r^2} \right]^{1/2} dr \quad . \quad (83)$$

Волноводные моды в градиентном световоде распространяются внутри световода, если подкоренное выражение в 83 положительно, в противном случае мнимая функция Q_0 отвечает «вытекающим» модам. Следовательно, в пределах радиусов r_1, r_2 амплитуды мод осциллируют, а вне этих радиусов – монотонно затухают. Направляемым модам градиентного световода соответствуют световые лучи, распространяющиеся по винтовым траекториям между поверхностями каустики (геометрическим местом точек поворота лучей), определяемым равенствами $r = r_1$ и $r = r_2$ из условия

$$kQ_0 = m\pi \quad , \quad (84)$$

где радиальный индекс моды (число полупериодов между точками поворота лучей) принимает значения $m = 0, 1, 2, \dots$.

- см. рис. 26.

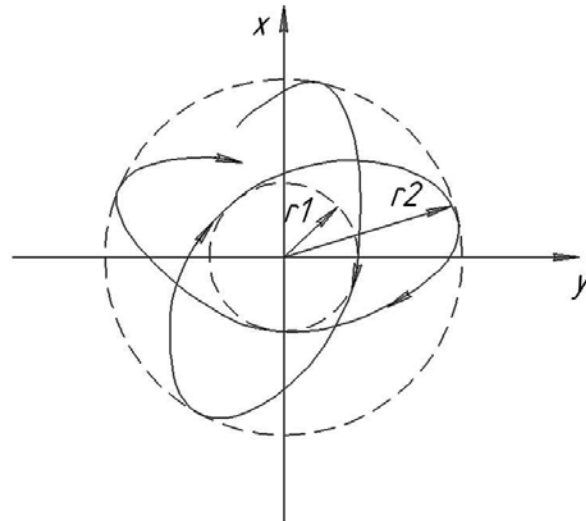


рис. 26

Рис. 26. Проекция траекторий световых лучей в поперечном сечении градиентного световода

Можно показать, что число мод $m(\beta)$ градиентного волновода, имеющих постоянную распространения $\beta \succ kn_2$, равно

$$m(\beta) = a^2 k^2 n_1^2 \Delta \frac{\alpha}{\alpha + 2} \left(\frac{k^2 n_1^2 - \beta^2}{2\Delta k^2 n_1^2} \right)^{\frac{2+\alpha}{\alpha}} \quad (85)$$

Наибольшее число M направляемых мод (модовых групп) волновода равно

$$M = m(kn_2) = \frac{\alpha}{\alpha + 2} a^2 k^2 n_1^2 \Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha + 2} \right) V^2 \quad (86)$$

и при $\alpha = \infty$ (для ступенчатого волновода) равно $V^2 / 2$ (см. 74).

Очевидно, параметр профиля α градиентного волновода существенно влияет на его волноводные характеристики, в том числе на время распространения мод. Постоянная распространения β может быть выражена в функции числа мод и параметров волновода,

$$\beta = kn_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{m(\beta)}{M} \right)^{\frac{\alpha}{\alpha+2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (87)$$

Число мод градиентного световода всегда меньше, чем у ступенчатого световода с тем же радиусом сердцевины (например, при $\alpha = 2$ - в два раза), а его дисперсионные свойства можно изменять подбором величины параметра профиля α .

5.4.4. Поток мощности излучения в волоконном световоде

Плотность потока мощности электромагнитного излучения описывается комплексным вектором Пойнтинга S ,

$$S = \frac{1}{2} E \times H^* \quad , \quad (88)$$

а проекция S_z этого вектора на направление оси z волновода равна

$$S_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E \times H^*) \cos \theta \quad , \quad (89)$$

где θ - угол между осью и вектором Пойнтинга.

Можно показать, что

$$S_z = E_x H_y^* - E_y H_x^* \quad . \quad (90)$$

Рассчитаем потоки электромагнитной энергии в сердцевине ($r \leq a$) и в оболочке ($r > a$) волоконного световода (рис. 27).

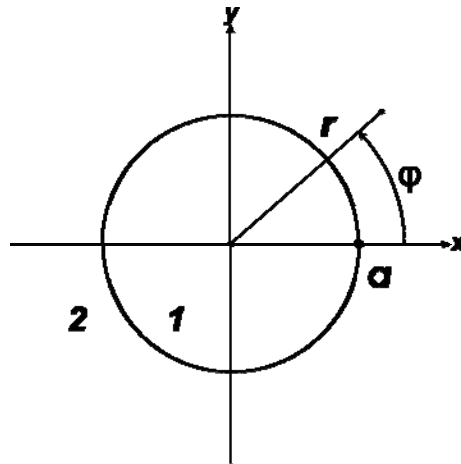


Рис. 27

Рис. 27. Геометрия поперечного сечения ступенчатого световода. 1 – сердцевина, 2 – оболочка ВС.

Поток P_1 оптической мощности в сердцевине равен

$$P_1 = \frac{1}{2} \int_0^a dr \int_0^{2\pi} r S_z d\phi \quad , \quad (91)$$

а поток P_2 в оболочке

$$P_2 = \frac{1}{2} \int_a^\infty dr \int_0^{2\pi} r S_z d\phi \quad . \quad (92)$$

Полный поток P_0 переносимой в ВС оптической мощности, очевидно, равен

$$P_0 = P_1 + P_2 \quad . \quad (93)$$

Относительная доля мощности излучения, переносимого сердцевинной прямой ступенчатого световода с бесконечным радиусом оболочки, рассчитывается на основе формул 90 и 60-72, при этом выполняется

$$\frac{P_1}{P_0} = \left(1 - \frac{u^2}{V^2}\right) \left[1 - \frac{J_v^2(ua)}{J_{v+1}(ua)J_{v-1}(ua)}\right] \quad (94)$$

Графики зависимости относительной мощности излучения, переносимого сердцевинной и оболочкой световода, от нормированной частоты световода показаны на рис. 28.

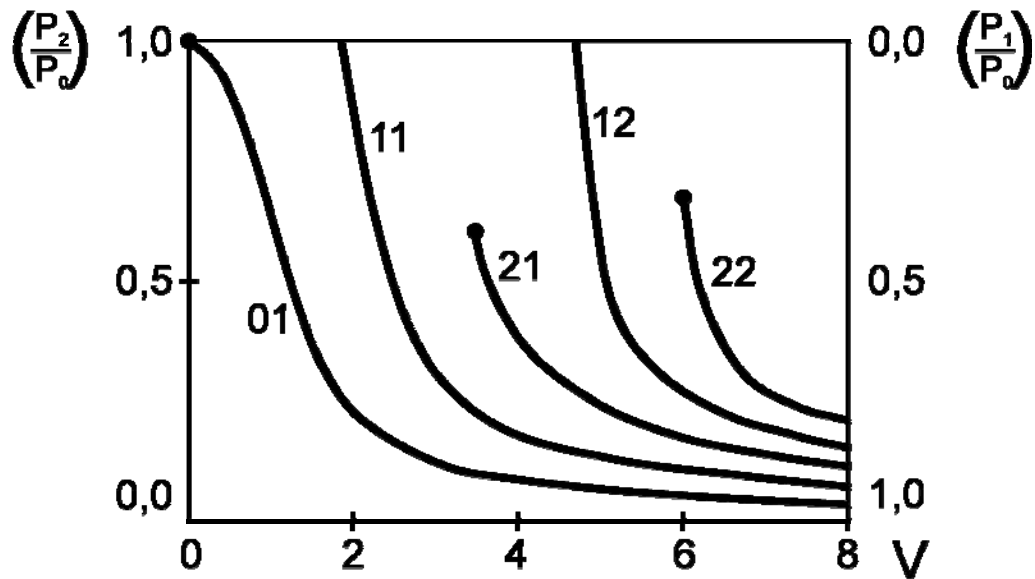


Рис. 28

Рис. 28. Зависимость относительной доли мощности в сердцевине (P_1/P_0) и оболочке (P_2/P_0) световода от нормированной частоты световода

Характерно, что при малых значениях V - параметра, значительная доля мощности излучения переносится не сердцевинной, а оболочкой одномодового световода. Для мод высоких порядков похожая картина может иметь место и при больших значениях V . Можно показать, что приближено выполняется

$$\frac{P_2}{P_0} \approx \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{M}} \propto \frac{1}{V} \quad (95)$$

где M - полное число волноводных мод.

Следовательно, относительная доля энергии излучения, переносимого оболочкой световода, уменьшается с ростом нормированной частоты V .

Деформации, в том числе изгиб волокна сопровождаются нарушением условия полного внутреннего отражения на границе сердцевина-оболочка оптоволокна и как следствие «перекачкой» энергии излучения от волноводных к оболочечным (излучательным) модам. Этот процесс наиболее

активен для мод высокого порядка. В изогнутом световоде расчет параметров волноводных мод и условий их распространения довольно сложен, здесь необходимо также принимать во внимание вызванное деформациями ВС явление фотоупругости. Известна приближенная формула оценки эффективного числа M_R направляемых мод в градиентном световоде с параметром профиля α и радиусом изгиба R ,

$$M_R \approx \frac{\alpha}{\alpha + 2} (n_1 k a)^2 \Delta \left\{ 1 - \frac{\alpha + 2}{2\alpha\Delta} \left[\frac{2a}{R} + \left(\frac{3}{2n_2 k R} \right)^{3/2} \right] \right\} . \quad (96)$$

Уменьшение радиуса изгиба волокна обуславливает уменьшение числа волноводных мод и, следовательно, увеличение оптических потерь в световоде. В частном случае прямого ($R = \infty$) градиентного волновода число M_∞ направляемых мод равно

$$M_\infty = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha + 2} \right) V^2 . \quad (97)$$

Для ступенчатого ($\alpha = \infty$) световода из 97 следует формула 74, а для прямого градиентного световода с параболическим ($\alpha = 2$) профилем число волноводных мод в два раза меньше, чем у ступенчатого световода с тем же эффективным радиусом сердцевины (отсюда, впрочем, не следует, что оптические потери в градиентном ВС выше, чем в ступенчатом ВС).

5.4.5. Дисперсия импульсов в волоконных световодах

Дисперсия (с латинского – рассеяние) в оптической связи означает уширение передаваемого импульсного сигнала, то есть увеличение его длительности. Явление дисперсии является одним из главных факторов, ограничивающих скорость передачи информации в линиях связи. Энергия излучения переносится в пространстве с групповой скоростью v_g , определяемой выражением

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{cdk}{d\beta} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{d\beta} , \quad (98)$$

где ω – частота волны, c – скорость света в вакууме, волновое число $k = 2\pi / \lambda$ и β – постоянная распространения волны. Время t_g распространения светового сигнала, соответствующего отдельной моде, в линии передачи длиной L (групповая задержка), равно

$$t_g = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} . \quad (99)$$

В одномодовых световодах явление дисперсии носит сильно выраженный хроматический, то есть зависящий от длины световой волны, характер. В многомодовых световодах основной причиной дисперсии является различие постоянных распространения различных волноводных мод, в результате

которого групповые задержки разных мод даже на одной длине волны значительно различаются.

Многомодовые световоды

Для световода со ступенчатым профилем показателя преломления удобно ввести нормированную постоянную распространения b , определяемую как

$$b = \frac{\left(\frac{\beta}{k}\right)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (100)$$

При $\Delta \ll 1$ (слабонаправляющие световоды) величины b и β прямо пропорциональны,

$$\beta = n_2 k (b\Delta + 1) \quad (101)$$

Групповая задержка t_{gw} одной волноводной моды равна

$$t_{gw} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_2 \Delta \frac{d(kb)}{dk} \right] = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_2 \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right], \quad (102)$$

где V - нормированная частота волновода.

Параметр групповой задержки $d(Vb)/dV$ зависит от нормированной частоты и индекса моды, и равен

$$\frac{d(Vb)}{dV} = b \left[1 - \frac{2J_v^2(ua)}{J_{v+1}(ua)J_{v-1}(ua)} \right] \quad (103)$$

Эта расчетная зависимость показана на рис. 29.

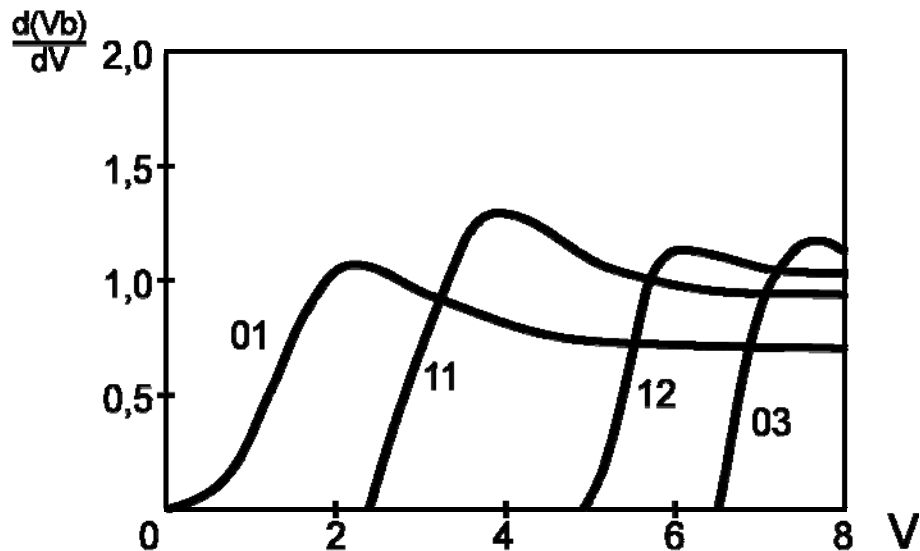


Рис. 29

Рис. 29. Зависимость параметра групповой задержки от нормированной частоты волновода

Видно, что определенному значению V соответствует множество значений параметра групповой задержки, отвечающих различным модам световода. Различия величин $d(Vb)/dV$ и определяют разброс времен распространения различных мод в многомодовом световоде, который характеризует межмодовую дисперсию волновода. При этом обычно предполагается, что на входе световода энергия излучения равномерно распределена между всеми направляемыми модами волновода.

В многомодовом световоде величину групповой задержки, приблизительно равную уширению передаваемого импульсного сигнала (межмодовую дисперсию), нередко оценивают по формуле

$$t_{gw} \approx \frac{L(n_1 - n_2)}{c} \left(1 - \frac{2}{V}\right) \quad . \quad (104)$$

Одномодовые световоды

В одномодовых световодах полная величина дисперсии равна алгебраической сумме волноводной («внутримодовой») дисперсии и материальной дисперсии. При этом длина волны и ширина спектра направляемого излучения играет существенную роль.

Коэффициент дисперсии D , по определению, равен изменению величины групповой задержки (выраженной, например, в нано- или пикосекундах) на единицу длины линии (обычно на 1 км) при изменении длины волны передаваемого сигнала (на 1 нм),

$$D = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} \quad . \quad (105)$$

Размерность дисперсии часто выбирают равной $\left[\frac{нс}{км \cdot нм} \right]$.

При известной величине D увеличение Δt длительности импульсного сигнала, занимающего полосу спектра длин волн $\Delta\lambda$ и прошедшего расстояние L , приблизительно равно

$$\Delta t \approx DL\Delta\lambda \quad . \quad (106)$$

Подставляя 99 в 105, получим

$$D = -\frac{1}{2\pi c} \left(2\lambda \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right) \quad . \quad (107)$$

Материальная дисперсия

Постоянная распространения плоской волны в дисперсной среде равна

$$\beta(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\lambda) \quad , \quad (108)$$

где $n(\lambda)$ - спектральная зависимость показателя преломления среды.

Групповая задержка (время распространения волны) в такой среде равна

$$t_g = \frac{L}{c} \left[n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right] \quad (109)$$

и, очевидно, прямо зависит от длины волны излучения. Зависящая только от свойств материала дисперсия («материальная дисперсия») D_m находится подстановкой 108 в 107, откуда следует выражение

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (110)$$

Кварцевое стекло, являющееся наиболее распространенным материалом волоконных световодов, в ближней ИК-области длин волн имеет характерную спектральную зависимость показателя преломления с точкой перегиба на длине волны 1,27 мкм – рис. 30.а.

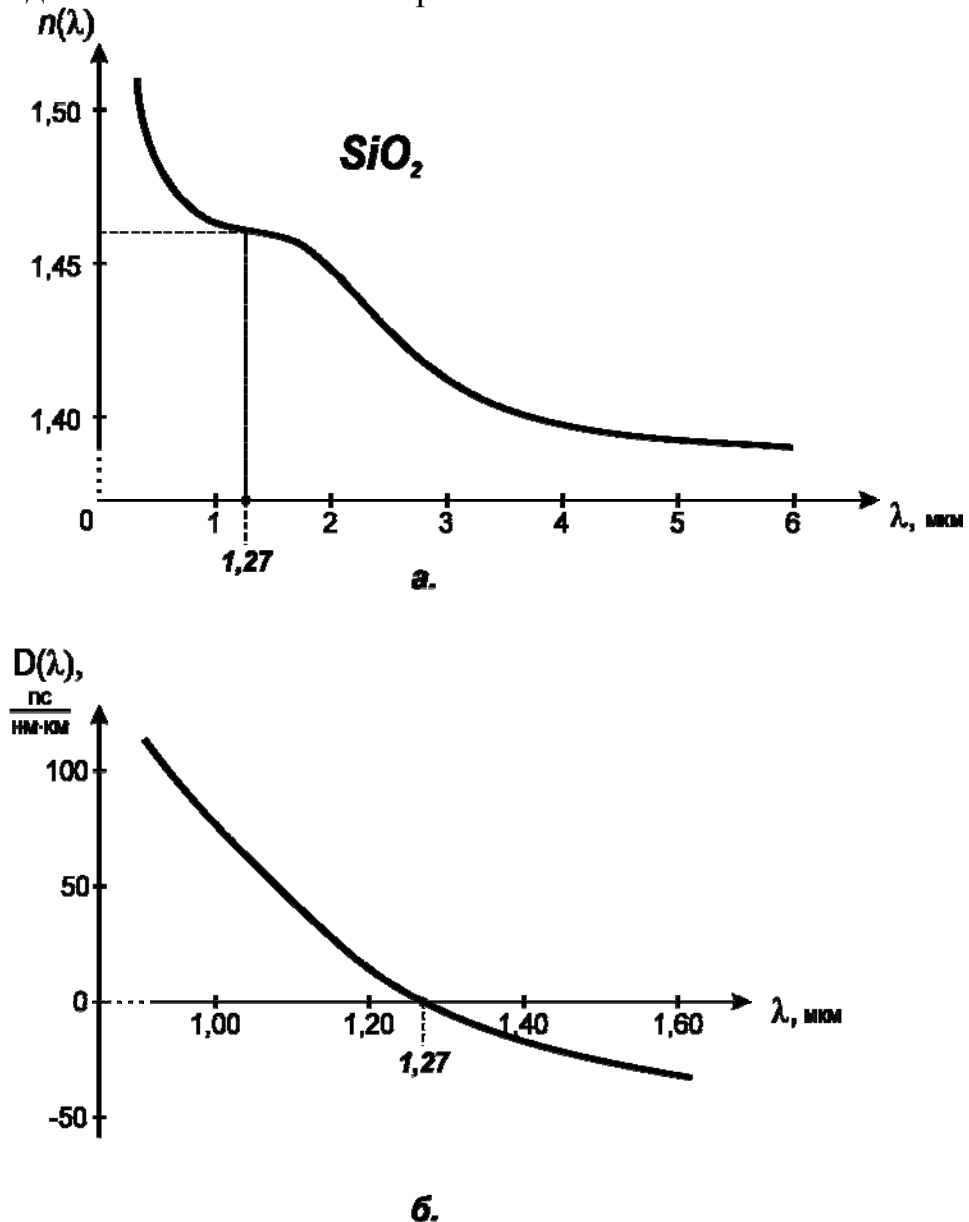


Рис. 30

Рис. 30. а. – спектральная зависимость показателя преломления чистого кварцевого стекла. б – спектральная зависимость материальной дисперсии в кварцевом стекле.

В этой же точке материальная дисперсия D_m такой среды равна нулю – рис. 30.б.

Внутримодовая дисперсия

Внутримодовая дисперсия D_w имеет место в одномодовых световодах и является следствием зависимости постоянной распространения от длины волны, не связанной с дисперсией показателя преломления материала световода. По определению, внутримодовая дисперсия равна

$$D_w = \frac{1}{L} \frac{dt_{gw}}{d\lambda} \quad . \quad (111)$$

В общем случае, внутримодовая дисперсия имеет место для любой из мод волновода, включая моды высокого порядка.

Подставляя выражения 102, 103 в 111, полагая показатель преломления n_2 независимым от длины волны, получим

$$D_w = -\frac{V}{\lambda} \frac{dt_{gw}}{dV} = -\frac{n_2 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad . \quad (112)$$

Полная дисперсия D в одномодовом световоде равна алгебраической сумме материальной и внутримодовой дисперсии,

$$D = D_m + D_w \quad . \quad (113)$$

В кварцевых одномодовых световодах (при $V < 2.405$) волноводная дисперсия положительна (см. рис. 29), а материальная дисперсия в окрестности длины волны около 1.27 мкм может иметь разные знаки. Следовательно, создается возможность, изменяя волновые параметры волновода, точку нулевой суммарной дисперсии D смещать по длине волны. На рис. 31 показан пример спектральной зависимости дисперсии простого

ОДНОМОДОВОГО СВЕТОВОДА.

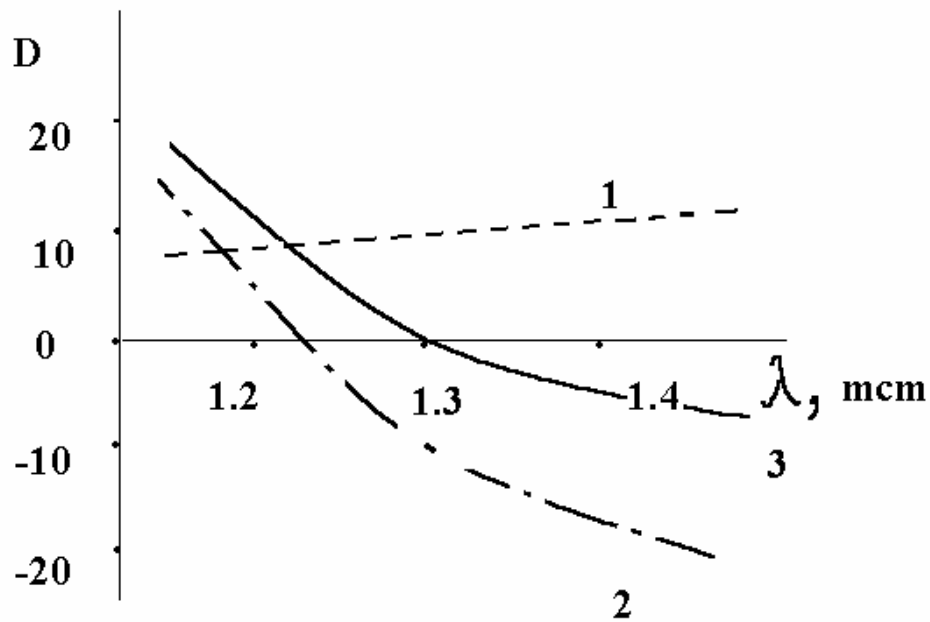


Рис. 31. Спектральные зависимости волноводной (1), материальной (2) и полной (3) дисперсий в одножильном оптическом световоде; размерность величины дисперсии D на графике - $\left(\frac{\text{пс}}{\text{нм} \cdot \text{км}}\right)$.

Оптические волокна со смещенной точкой нулевой дисперсии сегодня широко распространены. При выборе специальной формы функции показателя преломления световода можно сформировать требуемую спектральную дисперсионную зависимость световода с малым значением величины дисперсии в широкой области спектра. Примеры спектральной зависимости дисперсии одномодовых световодов с профилями показателей преломления W- и ТС- типов показаны на рис. 32.

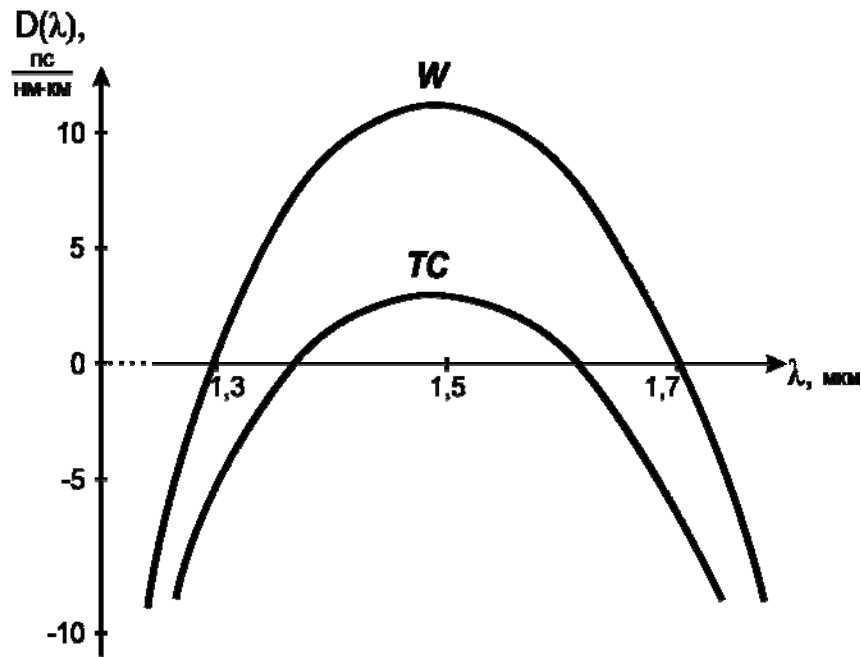


Рис. 32

Рис. 32. Спектральная зависимость дисперсии в одномодовых световодах с *W*-профилем показателя преломления (двухслойного) и трехслойного (*ТС*)-типа.

При описании свойств одномодовых световодов нередко используется понятие дисперсионной длины L_d волновода. Для ее определения спектральную функцию $\beta(\omega)$ показателя преломления световода представляют степенным рядом Тейлора,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad , \quad (114)$$

где ω_0 - средняя несущая частота сигнала, а коэффициенты β_k равны

$$\beta_0 = \frac{\omega_0 n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad , \quad (115)$$

$$\beta_1 = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} \quad , \quad (116)$$

$$\beta_2 = \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right) \approx \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c} \frac{dn^2}{d\lambda^2} \quad . \quad (117)$$

Величина коэффициента β_1 определяет время распространения импульсного сигнала («задержку»), а коэффициента β_2 - разброс времен задержки, обусловленный нелинейной зависимостью показателя преломления среды от длины волны излучения, то есть материальную дисперсию. Дисперсионная длина L_D одномодового световода, по определению, равна

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad , \quad (118)$$

где T_0 - длительность импульса, вводимого в световод; величина T_0 для импульса гауссовского профиля определяется по уровню $1/e$ от максимального («пикового») значения мощности сигнала и связана с длительностью T_{FWHM} импульса по уровню 0.5 от его максимального значения соотношением

$$T_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}T_0 \approx 1.665 \cdot T_0 \quad . \quad (119)$$

Можно показать, что в одномодовом световоде выполняется следующая зависимость длительности $T(z)$ гауссовского импульса от проходимого им расстояния z

$$T(z) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \quad (120)$$

и только при $z \gg L_D$ приращение ширины импульса прямо пропорционально расстоянию z . При прохождении оптическим импульсом расстояния $z = L_D$ его длительность, очевидно, увеличивается в $\sqrt{2}$ раза.

Профильная дисперсия

В градиентных световодах как внутримодовая, так и межмодовая дисперсии зависят от параметра α функции его профиля показателя преломления (75, 76). Постоянная распространения β мод градиентного волновода определяется соотношениями 85, 86 а групповая задержка t_g в градиентном ВС равна

$$t_g = \frac{L}{c} \frac{\partial \beta}{\partial k} \quad . \quad (121)$$

Подстановкой 85, 86 в 121, получим

$$t_g = \frac{N_1 L}{c} \left[1 + \frac{\alpha - 2 - \varepsilon}{\alpha + 2} \Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{\alpha}{\alpha+2}} + \frac{3\alpha - 2 - 2\varepsilon}{2(\alpha + 2)} \Delta^2 \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right] \quad , \quad (122)$$

где групповой показатель преломления N_1 равен

$$N_1 = n_1 + k \frac{\partial n_1}{\partial k} \quad (123)$$

и параметр ε , учитывающий различие дисперсионных характеристик сердцевины и оболочки световода равен

$$\varepsilon = \frac{2n_1 k}{N_1 \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial k} = - \frac{2n_1 \lambda}{N_1 \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \lambda} \quad . \quad (124)$$

В теории градиентных световодов показано, что внутримодовая и межмодовая дисперсии волновода минимальны, если параметр профиля принимает оптимальное значение α_0 , близкое к параболическому ($\alpha = 2$):

$$\alpha_0 = 2 + \varepsilon - \Delta \frac{(4 + \varepsilon)(3 + \varepsilon)}{5 + 2\varepsilon} \quad (125)$$

Типичное значение оптимального параметра профиля $\alpha_0 \approx 2.3$. Следует отметить, что оптимальное значение параметра профиля является функцией длины волны излучения, то есть $\alpha_0 = \alpha_0(\lambda)$, что и является причиной «профильной дисперсии» градиентного волновода. Примеры спектральной зависимости оптимального параметра профиля для градиентных световодов с различным составом сердцевины показаны на рис. 33.

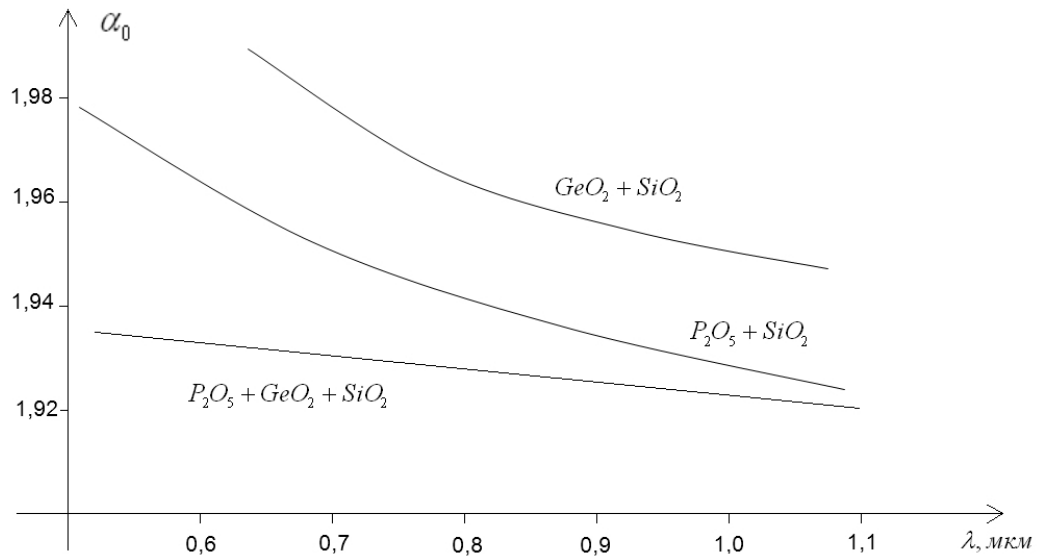


рис. 33

Рис. 33. Спектральная зависимость оптимального параметра профиля градиентных световодов с различным составом материала сердцевины

Создание многомодовых градиентных световодов с дисперсией порядка нескольких десятков $пс/км \cdot нм$ принципиально возможно, однако согласование групповых задержек мод градиентного волновода путем подбора оптимального профиля показателя преломления технически и технологически затруднительно. К тому же, этот режим распространения мод плохо устойчив к воздействию помех — деформациям световодов, дефектам структуры волновода, флуктуациям длины волны переносимого излучения и др. Поэтому, хотя градиентные световоды отличаются сравнительно большой величиной числовой апертуры (что способствует эффективности ввода излучения в световод), гораздо большее применение в системах высокоскоростной оптической связи находят одномодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления.

Поляризационная дисперсия

Постоянные распространения β_x, β_y ортогонально-поляризованных вдоль поперечных осей координат x, y мод волоконного световода практически всегда различаются, при этом вводимое в световод излучение, как правило, одновременно возбуждает обе эти поляризованные моды. Вследствие неравенства $\beta_x \neq \beta_y$ и, соответственно, различия групповых задержек ортогонально-поляризованных мод, возникает дополнительное уширение регистрируемого импульса передаваемого излучения, которое можно охарактеризовать как межмодовую поляризационную дисперсию. Поляризационная дисперсия фактически возникает вследствие мелкомасштабных неоднородностей показателя преломления среды волновода, для описания которых используются различные статистические модели. В гауссовском приближении, уширение импульса вследствие поляризационной дисперсии прямо пропорционально \sqrt{L} , где L - длина волновода, поэтому размерность поляризационной дисперсии обычно равна $(нс / км^{1/2})$. Величина поляризационной дисперсии может быть соизмерима с величиной внутримодовой дисперсии одномодового световода и ее необходимо принимать во внимание при создании высокоскоростных, со скоростью передачи информации свыше 1 Гбит/с, протяженных систем связи.

Ширина полосы пропускания световода

Разработчики оптических систем связи нередко используют понятие удельной ширины полосы пропускания («пропускной способности», «широкополосности») C световода, равной произведению ширины полосы частот передачи сигнала B на длину L линии,

$$C = BL \quad ; \quad (126)$$

размерность C $[МГц \cdot км]$ либо $[ГГц \cdot км]$. Ширина полосы B по порядку величины равна

$$B \approx 1/\tau, \quad (127)$$

где τ - длительность передаваемого импульса. Параметр широкополосности C достигает максимума вблизи точки минимума дисперсии волновода как в шкале длин волн, так и по параметру профиля градиентного световода – рис. 34.

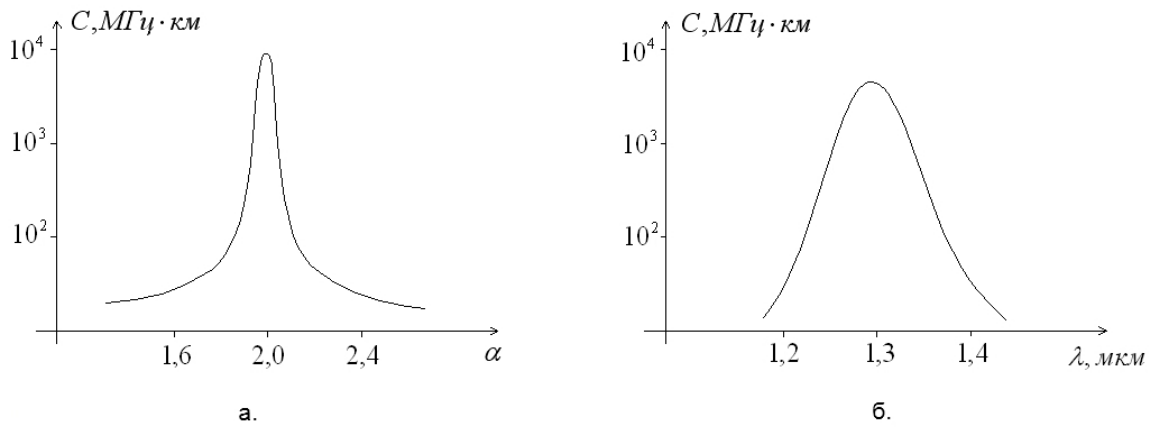


рис. 34

Рис. 34. Зависимость ширины полосы пропускания световода от параметра профиля градиентного световода (а) и от длины волны (б)

В многомодовых световодах всегда имеет место взаимодействие мод, сопровождающееся перераспределением («перекачкой») энергии излучения между направляемыми модами и обусловленное дефектами волновода (неоднородностями, микротрещинами и др.), изгибами и наличием соединений оптоволокон. Параметр широкополосности, строго говоря, изменяется, при этом в результате усреднения групповых задержек межмодовая дисперсия ВС уменьшается, а зависимость уширения $\Delta\tau$ передаваемого импульса от длины линии, вообще говоря, становится нелинейной,

$$\Delta\tau = \Delta\tau_0 (L_c L)^p, \quad (128)$$

где L_c - эффективная длина взаимодействия мод и p - параметр, величина которого лежит в пределах ($0.5 \leq p \leq 1$). Типичное значение L_c достигает 1-5 км для многомодовых волокон со ступенчатым профилем показателя преломления и $L_c \approx 10-15$ км – для градиентного оптоволокон.

5.4.6. Поляризация излучения в волоконных световодах

Векторные характеристики (поляризацию) оптического излучения необходимо учитывать при построении систем когерентной оптической связи, нелинейно-оптических систем и при создании различных измерительных волоконно-оптических устройств, основанных на явлении интерференции света (волоконных интерферометров); напомним, что интерферируют (образуют интерференционную картину) когерентные волны одинаковой линейной поляризации.

Картины распределения силовых линий электрического вектора электромагнитного поля в поперечном сечении волоконного световода для

различных типов колебаний (мод световода) могут значительно различаться - см. рис. 24. Эти картины особенно сложны для мод высших порядков и такие волноводные моды, вообще говоря, не являются поперечными. В слабонаправляющих ($n_1 - n_2 \ll n_1$) волноводах можно выделить группы мод с близкими значениями постоянных распространения β_{vm} и результатом их когерентной суперпозиции является образование почти полностью линейно-поляризованных мод. Такие моды обозначают символом LP_{vm} , их структуры имеют, например, следующий вид

$$\begin{aligned} LP_{01} &\rightarrow HE_{11} \\ LP_{11} &\rightarrow TE_{01}, TM_{01}, HE_{21} \\ LP_{21} &\rightarrow EH_{11}, HE_{31} \\ LP_{02} &\rightarrow HE_{12} \end{aligned}$$

Рис. 35. Структура линейно-поляризованных мод

LP_{vm} - моды обычно четырехкратно вырождены, например, возможны четыре состояния моды LP_{11} с конфигурацией, показанной на рис. 36.

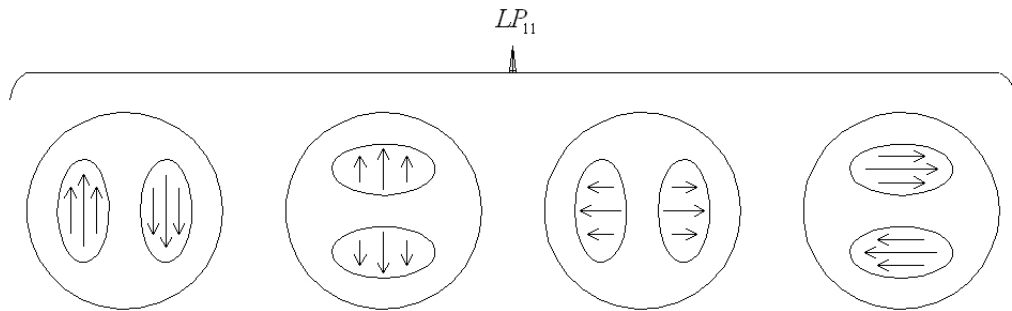


рис. 36

Рис. 36. Распределение вектора электрического поля в LP_{11} - моде

Здесь ориентация вектора электрического поля в поперечном сечении волновода одинакова, а колебания поля в разных областях сечения сдвинуты по фазе на π .

С практической точки зрения, наибольший интерес представляет мода низшего порядка HE_{11} , которая распространяется в одномодовом волноводе с линейной поляризацией излучения лишь с двумя возможными состояниями HE^x_{11} и HE^y_{11} , показанными на рис. 37.

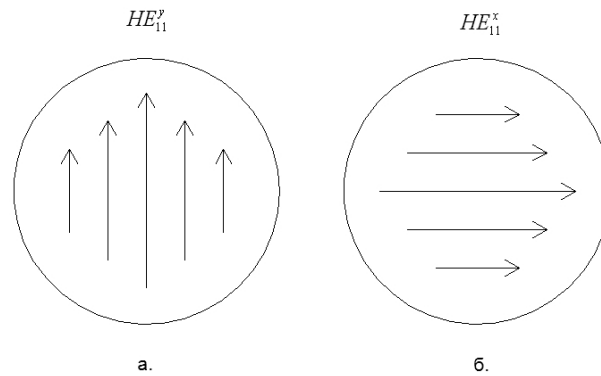


рис. 37

Рис. 37. Ортогонально-поляризованные моды одномодового волоконного световода

В идеальном - бездефектном и прямом - световоде постоянные распространения ортогональных низших мод световода тождественно равны ($\beta_{11}^x = \beta_{11}^y$) и поляризация одновременно возбужденных волноводных мод постоянна. В реальном волноводе это тождество нарушается, вследствие флуктуаций показателя преломления среды волновода, которое приводит к взаимодействию мод. В результате связи HE_{11}^x - и HE_{11}^y - мод со случайной разностью фаз вектор результирующего поля флуктуирует по величине и направлению, то есть поляризация излучения на выходе световода изменяется.

Сохранение линейной поляризации распространяющейся моды световода достигается искусственным увеличением разности $\Delta\beta_{xy}$ величин постоянных распространения ортогональных мод, где

$$\Delta\beta_{xy} = \beta_{11}^x - \beta_{11}^y \quad . \quad (129)$$

При значительном различии $\Delta\beta_{xy}$ постоянных распространения мод разность времен групповых задержек ортогонально-поляризованных мод световода может превышать время когерентности распространяющегося излучения и тогда на выходе оптоволокна волны различной поляризации когерентно не взаимодействуют (не интерферируют). В результате на состояние поляризации отдельной моды волновода ортогональная мода почти не влияет.

5.5. Оптические волокна, сохраняющие поляризацию излучения

Одномодовые оптические волокна, сохраняющие поляризацию излучения (PM-fiber), должны иметь сильно различающиеся постоянные распространения ортогонально-поляризованных мод HE_{11}^x и HE_{11}^y . Это

достигается либо использованием одномодовых световодов с некруглой сердцевинной, либо применением двулучепреломляющих световодов.

Если сердцевина одномодового оптоволокна – эллипс с размерами большой и малой полуосей a, b , то при нормированной частоте волновода $V \approx 2.4$ разность постоянных распространения $\Delta\beta_{xy}$ равна

$$\Delta\beta_{xy} \approx 0.2 \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{b} - 1 \right) (\Delta n)^2 . \quad (130)$$

Одномодовые световоды с эллиптической сердцевинной поддерживают устойчивое состояние поляризации одной из возбужденных линейно-поляризованных мод. На практике световоды с некруглой сердцевинной используются сравнительно редко. Более технологичны и широко распространены сохраняющие поляризацию волоконные световоды с круглой сердцевинной. В таких световодах в плоскости, перпендикулярной оптической оси z волновода, вдоль поперечных осей x, y оптоволокна искусственно созданы механические напряжения σ_x, σ_y , различающиеся по величине. Примеры поперечных сечений сердцевинной ВС с сохранением поляризации приведены на рис. 38; основные типы двулучепреломляющих световодов схематически показаны на рис. 15.

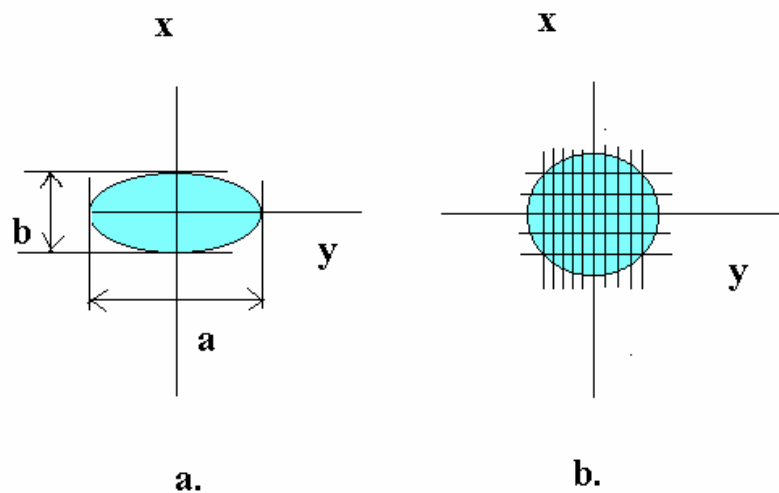


Рис. 38. Поперечное сечение сердцевинной волоконных световодов с сохранением поляризации. а – с эллиптической сердцевинной, б – с круглой сердцевинной и анизотропией механических напряжений ($\sigma_x \neq \sigma_y$).

Анизотропия показателя преломления в поперечном сечении волновода достигается вследствие эффекта фотоупругости и различия величин

механических напряжений σ_x, σ_y вдоль поперечных осей x, y оптоволокна. Для световых волн, линейно-поляризованных вдоль осей x, y , показатели преломления n_x, n_y сердцевины волокна равны

$$n_x = n - \frac{n^3}{2} p_{11} \frac{\sigma_x}{E} \quad , \quad (131)$$

$$n_y = n - \frac{n^3}{2} p_{12} \frac{\sigma_y}{E} \quad , \quad (132)$$

где n - средний показатель преломления сердцевины, p_{11}, p_{12} - упругооптические коэффициенты, E - модуль Юнга.

Разность $\Delta\beta_{xy}$ постоянных распространения ортогонально-поляризованных мод равна

$$\Delta\beta_{xy} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) \quad . \quad (133)$$

Величину двулучепреломления в одномодовых световодах характеризует длина биений L_p световода, определяемая соотношением

$$L_p = \frac{2\pi}{\Delta\beta_{xy}} = \frac{\lambda}{n_x - n_y} \quad . \quad (134)$$

Длина биений равна расстоянию, при котором произвольно поляризованная световая волна, распространяющаяся в световоде, восстанавливает свои исходные тип и форму поляризации. Типичные значения L_p лежат в пределах от 0.1 до 100 мм.

Двулучепреломление в обычном одномодовом световоде возникает и при изгибах оптоволокна, сопровождающихся механическими напряжениями в волноводе, различными по величине в двух направлениях (x, y) поперечного сечения оптоволокна. Можно показать, что разность показателей преломления $\Delta n_{xy} = n_x - n_y$ в изогнутом волокне равна

$$\Delta n_{xy} = \frac{n^3}{4} (p_{11} - p_{12})(1 + \nu) \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad , \quad (135)$$

где ν - коэффициент Пуассона, r - радиус сердцевины волокна и R - радиус изгиба. В кварцевом оптоволокне выполняется

$$\Delta n_{xy} \approx -0.133 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad . \quad (136)$$

В волоконные световоды, сохраняющие поляризацию излучения, линейно-поляризованный свет должен вводиться с ориентацией электрического вектора поляризации излучения строго вдоль одной из осей (x, y) двулучепреломления. Вследствие неизбежных дефектов световода (неоднородностей показателя преломления, флуктуаций размеров

сердцевины, деформаций волокна и т. п.) возникает связь ортогонально-поляризованных мод, сопровождающаяся перекачкой оптической мощности от основной возбужденной моды (P_x) к ортогональной (P_y). Вводя коэффициент h связи мод, процесс изменения мощностей поляризованных мод, распространяющихся вдоль оси z волокна, можно представить в виде системы уравнений

$$\frac{dP_x}{dz} = h(P_y - P_x) \quad , \quad (137)$$

$$\frac{dP_y}{dz} = h(P_x - P_y) \quad . \quad (138)$$

Решая эту систему уравнений, находим, что относительная доля ζ мощности излучения, переходящего в ортогональную моду, равна

$$\zeta = \frac{\langle P_y \rangle}{\langle P_x + P_y \rangle} = \frac{1}{2} (1 - e^{-2hz}) \approx hz \quad , \quad (139)$$

где скобки $\langle \rangle$ означают среднее по ансамблю поляризованных мод; здесь приближенное равенство выполняется при $hz \ll 1$. h -параметр характеризует качество одномодового волокна с сохранением поляризации и у лучших образцов волокон величина h принимает значения $10^{-5} - 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Нередко для оценки качества двулучепреломляющего оптоволокна используется показатель η «развязки» ортогональных мод, определяемый соотношением

$$\eta = \frac{10}{z} \lg \frac{\langle P_y \rangle}{\langle P_x \rangle} \quad . \quad (140)$$

Относительная доля мощности излучения, переходящего в ортогональную моду, приблизительно равна

$$\zeta \approx \frac{\langle P_y \rangle}{\langle P_x \rangle} = th(hz) \approx hz \quad , \quad (141)$$

где z - длина световода. Высококачественное двулучепреломляющее волокно характеризуется показателем «развязки» η величиной около 30-40 дБ/км (иногда подобная оценка приводится для расстояния $z = 100 \text{ м}$).

5.6. Современное промышленное оптическое волокно

Промышленные разработки волоконных световодов (ВС) определяются областями их практического применения, среди которых важнейшие

- магистральные и городские телефонные сети (76% объема выпуска),
- локальные сети (11%),
- кабельное телевидение (9%),
- прочее (4%).

Общепринята следующая классификация основных типов ВС:

- многомодовое оптическое волокно (МОВ)
- одномодовое оптическое волокно (ООВ)
- волокно с сохранением поляризации излучения (PM-fiber).

5.6.1.Многомодовые ВС

Рабочие длины волн, как правило, в диапазоне около 0.85 и 1.30 мкм.

Типичные характеристики многомодовых ВС производства фирмы “Corning” (США):

Таблица 4.

Параметры МОВ марки InfiniCor

Параметры	МОВ-300 и МОВ-1000	МОВ-600 и МОВ-2000
Диаметр сердцевины, мкм	62,5	50
Диаметр оболочки, мкм	125	125
Диаметр покрытия, мкм	245	245
Некруглость сердцевины, %	5	5
Коэффициент потерь, дБ/км на длине волны 850 нм – на длине волны 1300 нм -	менее 3 менее 0.7	менее 2.5 менее 0.8
Числовая апертура	0.275	0.200
Длина волны нулевой дисперсии, нм	1332....1354	1297....1316
Относительная разность показателей преломления, %	2	1
Эффективный групповой показатель преломления в диапазоне 850 нм – в диапазоне 1300 нм -	1496 1487	1490 1486
Типичная дальность передачи, м	300, 1000	600, 2000
Стандартная длина на катушке, км	2.2 – 2.8	1.1 – 4.4
Рабочая температура, Ц	- 60 ...80	- 60....80

5.6.2. Одномодовые ВС

Диапазон рабочих длин волн, как правило, 1.30 и 1.55 мкм.

Типичные характеристики ООВ производства фирмы “Corning” (США):

Таблица 5.

Параметры ООВ «Corning» – стандартного, типа SMF-28, и с большой эффективной площадью, типа LEAF

<i>Параметры</i>	<i>SMF-28</i>	<i>LEAF</i>
Коэффициент потерь, дБ/км на длине волны 1310 нм - 1550 нм - 1625 нм	0.34 0.20 -	- 0.22 0.25
Диаметр поля моды, мкм на длине волны 1310 нм – 1550 нм -	9.20 10.35	- 9.2... 10.0
Длина волны нулевой дисперсии, нм	1301.....1321	-
Хроматическая дисперсия, пс/нм.км На длинах волн 1530...1565 1565...1625	- -	2.0....6.0 4.5....11.2
Поляризационная модовая дисперсия, пс/(км) ^{1/2}	0.2	0.2
Разность показателей преломления, %	0.36	-
Числовая апертура	0.13	-
Длина волны отсечки, нм	1260	1260

Пример характеристик ООВ другой известной фирмы-производителя «Alcatel»:

Таблица 6.

Оптические параметры ООВ “Alcatel” стандартного типа ASMF-200 и с большой эффективной площадью Teralight

<i>Параметры</i>	<i>ASMF-200</i>	<i>Teralight</i>
Коэффициент потерь, дБ/км на длине волны 1310 нм – 1550 нм -	0.34 0.25	- 0.28
Диаметр поля моды, мкм на длине волны 1310 нм – 1550 нм -	9.1 -	- 9.2
Хроматическая дисперсия, пс/нм.км на длине волны 1310 нм – 1550 нм -	3.5 18	- 8
Длина волны нулевой дисперсии, нм	1300.....1320	1440
Длина волны отсечки, нм	1150...1330	1300
Эффективная площадь сечения, мкм ²	-	65
Поляризационная модовая дисперсия, пс/(км) ^{1/2} (на длине волны 1550 нм)	0.1	0.1

Геометрические и механические параметры одномодовых волокон:

Таблица 7.

Параметры ООВ типа LEAF и Ttralight

<i>Параметры</i>	<i>LEAF</i>	<i>Teralight</i>
Диаметр оболочки, мкм	125	125
Эксцентриситет, мкм	0.5	0.6
Некруглость оболочки, %	1	2
Диаметр покрытия, мкм	245	245
Радиус собственного изгиба волокна, м	4	4
Прирост затухания, дБ/км на длине волны 1550 нм 1 виток, диаметр 32 мм, - 100 витков, диаметр 75 мм -	0.50 0.05	0.50 0.05
Усилие снятия покрытия, Н	3	1

Примечание: прирост затухания при изгибе многомодового волокна существенно выше.

5.6.3. Оптические волокна с сохранением поляризации (PM)

Двулучепреломляющие ВС обычно используются в волоконных гироскопах и в различных оптических датчиках физических полей (акустического, полей упругости, электромагнитных и др.). Наиболее распространены PM-волокна с эллиптической напрягающей промежуточной оболочкой и волокно типа «PANDA».

Таблица 8.

Оптические параметры PM-волокна «PANDA» производства фирмы «Corning»

Диаметр оболочки и тип волокна	Рабочая длина волны, нм	Диаметр поля моды	Длина биений, мм	Развязка, дБ на 100 метров	Потери, дБ/км
250 мкм, PM-850	850	5.5	3.0	25	3.0
PM-1300	1300	9.5	4.0	25	1.0
PM-1550	1550	10.5	5.0	25	0.5
400 мкм, PM-980	980	6.6	3.3	25	3.0
PM-1300	1300	9.5	4.0	25	1.0
PM-1550	1550	10.5	5.0	25	0.5

Зарубежными и отечественными производителями выпускаются специализированные волоконные световоды, в том числе

- оптоволокно с защитным металлическим (оловянным и др.) покрытием,
- оптоволокно с минимальным, 30- 40 мкм, диаметром оболочки,
- оптоволокно со сложным профилем показателя преломления,
- оптоволокно, содержащее активированные компоненты эрбия, неодима и др. (для волоконных источников света и оптических усилителей),
- многослойное оптическое волокно,
- оптоволокно с несколькими волноводными жилами в одной оболочке,
- дырчатое (микроструктурированное) оптоволокно.

Современные оптические технологии обеспечивают изготовление оптоволокна практически любой конфигурации и с высокими техническими характеристиками.

6. Оптоэлектронные компоненты волоконно-оптических систем передачи информации

В настоящем разделе приведены краткие сведения об основных оптоэлектронных устройствах, применяемых при построении ВОСПИ. Их номенклатура весьма разнообразна, а технические характеристики и функциональные возможности совершенствуются с каждым годом.

6.1. Полупроводниковые излучатели

В оптических системах связи и обработки информации могут применяться различные источники света (например, газовые и твердотельные лазеры, газоразрядные источники и др.). В ВОСПИ наиболее эффективно использование компактных и экономичных полупроводниковых излучателей. К ним относятся полупроводниковые лазеры, светодиоды и суперлюминесцентные диоды.

6.1.1. Полупроводниковые лазеры

Принцип действия полупроводниковых лазеров (ППЛ) основан на вынужденной излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар, в активных полупроводниковых структурах, получаемых при прохождении через такие структуры электрического тока накачки. Наибольшее распространение получили лазеры на гетероструктурах (гетеролазеры), лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) и лазеры на квантоворазмерных структурах (КРС-лазеры).

Современные ППЛ, применяемые в системах оптической связи, обычно работают в спектральных диапазонах высокой прозрачности кварцевого оптоволокна - 0.82-0.90 мкм, 1.30 – 1.33 мкм и около 1.55 мкм. Типичная мощность излучения таких ППЛ от 1 до 5 мВт; увеличение выходной мощности ППЛ для магистральных ВОСПИ сверх 5-10 мВт нецелесообразно, так как срок действия мощных лазеров сравнительно невелик. Кроме этого, при больших плотностях мощности в одномодовом волокне заметную роль начинают играть нелинейно-оптические явления – ВКР, ВРМБ и др., приводящие к искажениям передаваемых сигналов. Ширина спектра излучения лучших образцов промышленных полупроводниковых лазеров около 0.1 нм при уровне боковых частот ниже 20 дБ. В одночастотных ППЛ, используемых в системах когерентной оптической связи, полуширина спектра генерации менее 500 МГц. Величина порогового тока накачки РОС-лазеров составляет несколько десятков мА, у ППЛ на основе квантоворазмерных структур пороговый ток накачки существенно меньше – от 3 до 15 мА.

Как правило, ППЛ для ВОЛС выпускаются в виде компактных оптоэлектронных модулей, содержащих сервисную электронику (усилитель

подводимого сигнала, систему авторегулировки мощности, температуры и др.), фотоприемник для контроля мощности выходного излучения, терморезистор и полупроводниковый термоэлемент (элемент Пельтье) - «холодильник», управляемый специальным электронным устройством и поддерживающий стабильную рабочую температуру внутри модуля. В таком модуле излучение из активной области ППЛ с использованием микролинз вводится в выходное одномодовое или многомодовое оптоволокно.

В последние годы выпуск отдельных излучательных полупроводниковых модулей для ВОСПИ становится ограниченным, и гораздо большее распространение в технике оптической связи находят приемо-передающие оптоэлектронные модули, содержащие в едином компактном блоке полупроводниковые излучатель и фотоприемник.

Частота модуляции современных коммерческих высокоскоростных ППЛ составляет от нескольких десятков – сотен МГц до примерно 1.5 – 2.5 ГГц. В уникальных образцах ППЛ достигнута скорость передачи сигналов свыше 25 Гбит/с.

В последние годы повышенный интерес разработчиков ВОСПИ вызывают «викселы» - полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL – vertical-cavity surface-emitting lasers). В таких лазерах резонатор образован двумя объемными дифракционными решетками Брэгга и излучение генерируется в направлении, перпендикулярном плоскости подложки, являющейся основанием гетеро- и квантоворазмерных слоев полупроводников. Благодаря сверх-короткой длине L резонатора Фабри-Перо, викселы генерируют на одной продольной моде, при этом диаметр выходного пучка лазера достигает 20-30 мкм, что позволяет осуществлять его эффективную фокусировку в одномодовое волокно. Пороговый ток викселов крайне мал – до 2-5 мА, мощность излучения около 1 мВт. Приложением электрического поля в направлении оси резонатора в некоторых (консольных) вариантах VCSEL удастся осуществлять плавную перестройку длины волны генерации в полосе длин волн 1530 – 1560 нм. Это создает возможность эффективного применения викселов в перспективных ВОСПИ со спектральным уплотнением (WDM и DWDM).

6.1.2. Полупроводниковые светодиоды

В ВОСПИ небольшой (0.1-1.0 км) протяженности, а также в низкоскоростных (не боле 10 Мбит/с) ВОСПИ в качестве источников света нередко используются полупроводниковые светодиоды, отличающиеся сравнительно малой мощностью излучения (до 0.5 мВт) и большой (около 20-30 нм) шириной спектра излучения. В основе действия светоизлучающих полупроводниковых диодов (СИД) лежит спонтанная рекомбинация электронно-дырочных пар в активной области гетеро- либо квантоворазмерной полупроводниковой структуры. Диапазон рабочих длин волн современных СИД весьма широк – от 0.4 до 1.6 мкм. СИД активно используются и в технике систем индикации, в осветительной и сигнальной

технике; разработаны СИД с мощностью излучения до 30 мВт в диапазонах длин волн около 690, 590, 470 нм, а также различные типы СИД белого свечения. Степень поляризации выходного излучения СИД близка к нулю. СИД обычно используются в линиях передачи сигналов на основе многомодовых волоконных световодов с большим (десятки-сотни мкм) диаметром сердцевины, в том числе изготовленных из недорогих полимерных материалов. Удобно применение СИД и в открытых системах связи с дальностью действия в пределах 100 м, используемых на промышленных объектах и строительных площадках. Характерная особенность СИД, применяемых в системах связи, – линейная ватт-амперная характеристика в широком диапазоне токов накачки, что делает их весьма удобными в аналоговых оптоэлектронных системах передачи и обработки сигналов. Основные достоинства СИД – малая потребляемая электрическая мощность, дешевизна и значительная долговечность (около 10^5 часов).

6.1.3. Суперлюминесцентные диоды

В суперлюминесцентных диодах (СЛД) последовательно действуют два процесса генерации света: первичное излучение возникает в результате спонтанной рекомбинации электронно-дырочных пар и вторичное – вынужденное излучение – является основой механизма усиления спонтанного излучения в активной среде. Активная среда в СЛД обладает высоким оптическим коэффициентом усиления, оптический резонатор в СЛД отсутствует и такой излучатель, в целом, можно рассматривать как однопроходный усилитель света. В конструкции СЛД достигнута высокая степень подавления лазерных (резонансных) эффектов, в результате чего широкая, с полушириной около 20-40 нм, спектральная кривая распределения мощности выходного излучения примерно соответствует распределению Гаусса. Мощность излучения СЛД обычно находится в пределах 3 - 10 мВт (имеются промышленные образцы СЛД мощностью в несколько сотен мВт) при токах накачки величиной от 50 до 150 мА. Спектральный риппл (относительная величина резонансных максимумов на спектральной зависимости мощности излучения) в лучших образцах СЛД менее 0.5 %. Излучение СЛД частично поляризовано (степень поляризации 30-40%), а ватт-амперная характеристика таких излучателей существенно нелинейна. В ВОСПИ СЛД применяются сравнительно редко и основной областью их практического использования являются различные оптические измерительные устройства (например, волоконные гироскопы), датчики, системы индикации.

6.2. Фотоприемники

В ВОСПИ обычно используются полупроводниковые фотоприемники (р-І-п – и лавинные фотодиоды), в специальных приложениях возможно применение и других приемников оптического излучения – фоторезисторов, фототранзисторов, болометров, фотоумножителей и др.

6.2.1. р-І-п-фотодиоды

р-і-п- фотодиод представляет собой трехслойную структуру из р- и п-полупроводников, разделенную сравнительно протяженной І – областью слаболегированного полупроводника. Поглощение квантов света происходит в обедненной І- области, при этом в результате внутреннего фотоэффекта в объеме этого слоя образуются электроны и дырки, время жизни которых намного превышает их время жизни в р- и п- слоях (где они быстро рекомбинируют). Во внешнем электрическом поле носители заряда дрейфуют, обуславливая электрический ток в замкнутой электрической цепи фотоприемного устройства. Спектральная чувствительность р-І-п фотодиодов определяется типом полупроводниковой структуры, при этом красная граница фотоэффекта составляет около 0.9 мкм для арсенида галлия, 1.1 мкм для кремния и 1.7 мкм для германия; сегодня разработаны и практически используются более сложные фотоприемные полупроводниковые структуры, в том числе квантоворазмерные, обладающие высокой квантовой эффективностью как в узкой, так и в широкой полосах спектра длин волн. В лучших образцах р-І-п фотодиодов чувствительность фотодиода (отношение величины фототока к мощности падающего излучения) достигает уровня свыше 0.9 А/Вт. Временные характеристики р-І-п фотодиодов определяются толщиной обедненного І-слоя, скоростью дрейфа носителей заряда и собственной емкостью фотодиода и подводимых электродов. Высокоскоростные р-І-п фотодиоды характеризуются временем нарастания-спада регистрируемого оптического сигнала величиной 10 - 100 пикосекунд. Величина обратного напряжения смещения в р-І-п- фотодиодах обычно от 10 до 20 В.

6.2.2. Лавинные фотодиоды

Лавинные фотодиоды (ЛФД) относятся к полупроводниковым фотоприемникам с внутренним усилением фототока. Конструктивно в лавинных фотодиодах между областью поглощения света (π - областью) и п-областью полупроводниковой р- π -п- структуры расположен дополнительный слой р- полупроводника, тот есть структура ЛФД имеет вид р- π -р-п. При высоком напряжении обратного смещения носители,

дрейфующие в π -области, приобретают кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации атомов кристаллической решетки полупроводника. Благодаря большой, около 10^5 В/см , напряженности электрического поля вблизи границы р- и n- полупроводников, первичная, образовавшаяся при поглощении одного кванта электронно-дырочная пара может создать десятки-сотни вторичных пар. В результате лавинного умножения числа носителей величина фототока в ЛФД, по сравнению с фототоком в р-І-n- фотодиоде, возрастает в сотни-тысячи раз, что способствует увеличению чувствительности такого фотоприемника более чем на порядок. Основным недостатком ЛФД являются сравнительно большие шумы, вызванные температурными флуктуациями величины коэффициента лавинного умножения. Величина обратного напряжения смещения в современных ЛФД лежит в пределах 30 – 200 В и устанавливается с высокой точностью, например, около 0.1 В. Полоса рабочих частот ЛФД достигает 80 ГГц.

6.2.3. Отношение сигнал/шум и минимальная регистрируемая мощность фотоприемников

Фотоэффект по физической природе – типичный вероятностный, случайный процесс, строгое описание которого требует использования статистических методов. В основе современного описания фотоэффекта лежит положение, что мгновенная вероятность фотоэмиссии (вероятность образования электронно-дырочной пары при поглощении света в объеме полупроводника) прямо пропорциональна мгновенной классической интенсивности электромагнитного поля в рассматриваемой «точке» этого объема. Полупроводниковый фотоприемник, в целом, можно рассматривать как источник тока, включенный в замкнутую электрическую цепь, содержащую источник напряжения обратного смещения и резистор нагрузки. Важной характеристикой фотоприемного устройства является величина отношения сигнала (S) к шуму (N) на выходном сопротивлении нагрузки, определяемая как

$$\frac{S}{N} = \frac{\text{среднеквадратическая _ мощность _ сигнала}}{\text{среднеквадратическая _ мощность _ шума}} \quad . \quad (142)$$

Отношение сигнал/шум равно

$$\frac{S}{N} = \frac{\langle i^2 \rangle M^2}{2e(I_p + I_D)M^2 F(M)B + 2eI_L B + 4kTB / R} \quad , \quad (143)$$

где i - переменная (сигнальная) составляющая фототока, равная

$$i = \frac{\eta e}{h\nu} P(t) \quad (144)$$

(η - квантовая эффективность, e - заряд электрона, h - постоянная Планка, ν - частота света, $P(t)$ - переменная мощность регистрируемого оптического сигнала), скобки $\langle \dots \rangle$ означают «статистическое среднее по времени регистрации сигнала», M - коэффициент лавинного умножения или внутреннего усиления фототока (равен единице у р-И-п фотодиодов и нескольким десяткам-сотням у ЛФД), I_p - постоянная составляющая первичного фототока, I_D - первичный (не усиленный) объемный темновой ток, I_L - поверхностный темновой ток (поверхностный ток утечки), $F(M) = M^x$ - функция, описывающая свойства материала ЛФД (параметр $|x| \leq 1$), B - ширина полосы регистрируемых частот модуляции сигнала, k - постоянная Больцмана, R - величина сопротивления (резистора) нагрузки, T - температура резистора нагрузки. В знаменателе 143 первое слагаемое равно сумме среднеквадратичных величин квантового шума (шума Шоттки или дробового, генерационно-рекомбинационного шума) и шума объемного темнового тока, второе – среднеквадратичное значение шума поверхностного тока утечки, третье – среднеквадратичное значение теплового шума, сопровождающего рассеяние мощности фототока на сопротивлении нагрузки (шум Джонсона или шум Найквиста).

При проектировании высокоскоростных оптических систем связи важной характеристикой фотоприемного устройства является минимальная (пороговая) регистрируемая мощность P_{\min} оптического сигнала. Согласно статистической модели фотоэффекта, вероятность ошибки $w(E)$ при приеме одного импульсного сигнала с энергией E уменьшается с ростом числа поглощенных квантов и равна

$$w(E) = \exp\left(-\frac{E}{h\nu}\right), \quad (145)$$

где $h\nu$ - энергия кванта. По определению, минимальной энергии регистрируемого оптического сигнала соответствует вероятность ошибки, равная 10^{-9} . Соответствующая минимальная энергия излучения при регистрации одного оптического импульса равна $E_{\min} = 9 \ln 10 h\nu \approx 21 h\nu$. При скорости передачи информации, равной B импульсов в секунду, минимальная обнаружимая мощность сигнала равна

$$P_{\min} = E_{\min} \cdot B \rightarrow 21 B h\nu \cdot \frac{1}{2} \approx 10 B h\nu; \quad (146)$$

в этой формуле множитель $\left(\frac{1}{2}\right)$ введен (\rightarrow) с учетом определения величины ширины полосы частот передачи сигнала $B \propto \frac{1}{\tau}$, где τ - длительность импульса, и соответствует двоичному дискретному кодированию сигнала.

Формула 146 получена с учетом шумов только квантовой природы и показывает прямую пропорциональность величины P_{\min} минимальной регистрируемой мощности оптического сигнала скорости V его передачи по каналу связи. Шумы реальных полупроводниковых фотоприемников всегда превышают квантовый предел и общая зависимость P_{\min} от ширины полосы частот передачи сигнала существенно нелинейная – см. рис. 39.

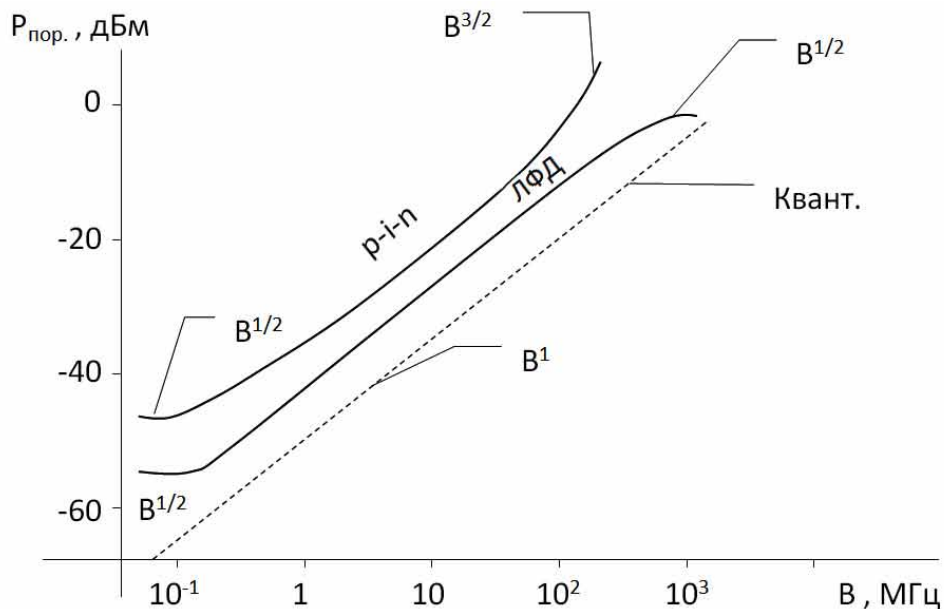


Рис. 39

Рис. 39. Зависимость минимальной регистрируемой мощности P_{\min} оптического сигнала от ширины V полосы частот передачи

Мощность излучения на рис.39 обозначена в размерности дБм (децибелл относительно 1 мВт), определяемой как $P(\text{дБм}) = 10 \lg P(\text{мВт})$.

Итак, согласно рис. 39, увеличение скорости передачи информации по оптическому каналу связи неизбежно сопровождается уменьшением чувствительности фотоприемного устройства. Поэтому в разработках ВОСПИ со сверхвысокими, например, свыше 10 Гбит/с, скоростями передачи сигналов особенно необходим компромисс при выборе скорости передачи информации и длины регенерационного участка линии передачи.

6.3. Оптические соединители и разветвители

Волоконно-оптические системы связи нередко содержат множество оптических соединений, обеспечивающих требуемую структуру («топологию») сетей связи.

Оптические неразъемные соединители сварного типа характеризуются рекордно малыми оптическими потерями, менее 0.1 дБ. Такие соединители

применяются при монтаже как объектовых, так и протяженных (магистральных) линий связи. В последнем случае, на длине регенерационного участка, например, от 30 до 60 км требуется до 20-30 соединений (строительная длина оптического кабеля обычно составляет 2-3 км). Современная технологическая аппаратура сварки оптических волокон автоматизирована и позволяет эффективно, в полевых условиях, соединять оптоволокно с любыми характеристиками.

Разъемные оптические соединители (коннекторы) обеспечивают высокоточное сближение торцов и координацию оптических осей соединяемых оптических волокон. Оптические потери в лучших образцах разъемных коннекторов составляют примерно 1-2 дБ, уровень обратного отражения около 30 дБ. Современная номенклатура промышленно выпускаемых коннекторов весьма разнообразна (одномодовые, многомодовые, многополюсные и др.). Некоторые типы коннекторов содержат шариковые либо градиентные микролинзы. Торцам соединяемых оптических волокон часто придается сферическая форма (для уменьшения обратного отражения света), существуют коннекторы и с плоскими торцами закрепленного в них оптоволокна, скошенными под небольшим углом, с целью уменьшения оптических потерь при прохождении линейно-поляризованных мод волновода.

Оптические разветвители представляют собой многополюсные устройства, вообще говоря, с несколькими входами и выходами, назначение которых – обеспечить требуемое распределение оптической мощности между подводимыми оптическими волноводами. Основными параметрами разветвителей являются оптические потери, переходное затухание между встречными направлениями передачи сигналов, уровень обратного рассеяния, уровень искажений поляризации и модового состава распространяющегося излучения. Оптические разветвители изготавливаются как с использованием технологий сварки оптоволокна, так и с применением различных микрооптических элементов (шариковых линз, призм, градиентов и др.).

6.4. Оптические мультиплексоры и демультиплексоры

Оптические мультиплексоры и демультиплексоры (МДМ) применяются в оптических системах связи со спектральным уплотнением каналов (с одновременной передачей по оптоволокну сигналов с различными длинами волн – WDM-systems) и их можно отнести к категории спектрально-селективных оптических разветвителей. Мультиплексоры выполняют функции объединения оптических несущих с разными длинами волн (обычно они имеют несколько входов и один выход), демультиплексоры – обратную процедуру разделения оптических несущих по длинам волн (один вход, несколько выходов). Основные характеристики МДМ – тип (одномодовый либо многомодовый), число рабочих спектральных каналов, оптические

потери в каждом канале, величина переходного затухания, уровень обратного рассеяния, уровень вносимых поляризационных искажений. Диапазон рабочих длин волн и величина разноса спектральных несущих также являются важными параметрами МДМ. В наиболее освоенных сегодня WDM-системах число рабочих каналов обычно составляет 2, 4 или 6, разнос длин волн несущих – несколько единиц нм, оптические потери в каналах 0.5 – 2 дБ (отметим, что теоретически потери в спектрально-селективных разветвителях, в отличие от широкополосных, могут приближаться к нулю). В разрабатываемых «плотных» DWDM-системах спектрального уплотнения число рабочих каналов – несколько десятков (до 30 и более), разнос частот несущих несколько единиц-десятков ГГц, оптические потери в канале на уровне 1 дБ.

Конструктивно мульти-демультиплексоры нередко выполнены на основе объемных микрооптических элементов (микролинз, графанов) и содержат спектрально-селективные устройства – отражательную вогнутую либо плоскую дифракционную решетку, интерференционный фильтр, объемную голограмму, дисперсионную призму и др. Волноводные МДМ, например, на основе интегрально-оптических волноводов, часто представляют собой аналоги классических интерферометров – Фабри-Перо, Маха-Цендера, эшелона Майкельсона и др. В последнее время внимание разработчиков МДМ привлекают волоконные решетки Брэгга (FBG), являющиеся, в сущности, объемными отражательными голограммами, сформированными в сердцевине оптоволокна.

6.5. Оптические коммутаторы

Оптические коммутаторы (переключатели) применяются в системах оптической связи для переключения сигналов в оптических сетях. Основные характеристики оптических коммутаторов (ОК) – емкость (число входов и выходов), быстродействие (скорость переключения), оптические потери в канале передачи сигнала (коэффициент ослабления в положении «включено») и переходные помехи (переходное затухание – коэффициент ослабления в положении «выключено»). В высококачественных ОК указанные оптические характеристики рассматриваются с учетом длины волны и поляризации излучения. Наиболее распространены сегодня оптические переключатели, управляемые электрическими сигналами. В перспективных системах оптической связи и в разрабатываемых оптических компьютерах предполагается использование оптически управляемых ОК.

Оптические коммутаторы, в зависимости от принципа действия, подразделяются на восемь типов: механические ОК, электрооптические, термооптические, интегрально-оптические, полупроводниковые (SOA), ОК

на фотонных кристаллах и ОК на многослойных жидкокристаллических матрицах.

Технические характеристики современных ОК значительно различаются. Например, механические коммутаторы имеют время переключения от 10 до 500 мс, вносимые потери около 0.5 дБ, переходное затухание до 80 дБ, число входных и выходных портов от 50 до 1600. Быстродействие электрооптических ОК существенно выше, 10-100 пс, но их емкость обычно мала, например, 1x2 и 2x2. При последовательном включении нескольких таких ОК емкость составного ОК, очевидно, возрастает. В последние годы внимание разработчиков оптических коммутаторов привлекают микромеханические коммутаторы (MEMS-типа), в которых использованы технологии как микроэлектроники, так и интегральной оптики.

6.6. Оптические изоляторы

Оптические изоляторы (ОИ) это устройства, имеющие большой коэффициент пропускания оптического излучения в прямом направлении и весьма малый – в обратном. Такие устройства обычно применяются в высокоскоростных ВОСПИ для устранения влияния на полупроводниковый излучатель света, рассеянного в оптической линии передачи сигналов, – на разъёмных соединителях, участках сварки волокна, разветвителях и на неоднородностях материала непосредственно в волоконно-оптическом кабеле. Обратное-рассеянное излучение, действуя на активную среду полупроводникового излучателя, вызывает шумы и флуктуации мощности излучения ЛД. Оптические изоляторы используются в обычных и когерентных оптических системах связи, а также являются составной частью высокочувствительных оптических измерительных устройств, например, волоконных гироскопов.

Действие оптических изоляторов всегда основано на магнитооптическом эффекте Фарадея – вращении плоскости поляризации света в образце, помещенном в магнитное поле, силовые линии которого ориентированы вдоль светового луча. Характерно, что поворот плоскости поляризации (ПП) при эффекте Фарадея не зависит от направления распространения светового луча в образце и при многократном прохождении луча света в таком образце полный угол поворота ПП увеличивается. Конструктивно ОИ содержит два линейных поляризатора (входного и выходного) с осями пропускания, расположенными под углом 45 градусов, и магнитооптического кристалла с большим значением постоянной Верде, например железиттриевого граната, помещенного в постоянное магнитное поле.

В лучших образцах ОИ оптические потери в прямом направлении равны около 1.0-1.5 дБ, величина развязки – до 30-40 дБ. Оптические изоляторы обычно действуют в сравнительно узкой (30-80 нм) полосе спектра рабочих длин волн и согласованы с входным и выходным световодами, изготовленными из оптоволокна с сохранением поляризации излучения.

6.7. Внешние оптические модуляторы

Наиболее распространенным способом амплитудной модуляции оптического сигнала в ВОСПИ является изменение тока накачки излучателя. При больших, свыше 1-2 ГГц, частотах модуляции тока накачки в полупроводниковых лазерах заметную роль начинает играть квазирезонансный эффект, сопровождающийся амплитудными шумами, значительным уширением спектра оптического сигнала и ограничением величины частоты модуляции. Поэтому при создании ВОСПИ с наивысшей, в десятки-сотни и более ГГц/с, пропускной способностью наиболее эффективным способом модуляции сигнала является применение в ВОСПИ внешних оптических модуляторов (ВОМ). В этом случае полупроводниковый лазер работает в непрерывном режиме, а внешний оптический модулятор установлен в оптическом тракте непосредственно за оптическим изолятором и источником света.

Действие наиболее распространенных внешних оптических модуляторов основано на электрооптическом (Поккельса), магнитооптическом (Фарадея), электроабсорбционном и акустооптическом (Брэгга или Рамана-Ната) эффектах. Такие ВОМ работоспособны практически во всех диапазонах оптической связи с частотами модуляции свыше 1 ГГц. Амплитудные ВОМ могут быть выполнены на основе интегрально-оптического интерферометра Маха-Цендера с фазовой модуляцией в одном из плеч интерферометра. Разрабатываются высокоскоростные ВОМ и на основе полупроводниковых многослойных структур, а также МОП-структур в виде тонких слоев металла и диэлектрика. Сегодня созданы экспериментальные ВОЛС протяженностью 160 км на основе ВОМ со скоростью передачи в одном канале 111 Гбит/с, что при использовании принципа спектрального уплотнения обеспечивает эквивалентную пропускную способность ВОСПИ порядка 10 Тбит/с.

6.8. Оптические усилители

Оптический усилитель (ОУ) увеличивает мощность оптических сигналов в ВОСПИ без их промежуточного преобразования в электронные сигналы. Такой способ усиления особенно удобен в ВОСПИ со спектральным уплотнением, благодаря возможности одновременного усиления нескольких информационных сигналов с различными длинами волн. Наиболее распространены два типа оптических усилителей – полупроводниковый квантовый усилитель (ПКУ) и волоконно-оптический (например, эрбиевый) усилитель.

В полупроводниковом квантовом усилителе усиливающей свет средой является тонкий «активный» волноводный слой на границе полупроводников р- и n- типов, через который проходит электрический ток накачки. Конструкция ПКУ подобна конструкции обычного полупроводникового

лазера, коэффициент отражения зеркал резонатора у которого близок к нулю. Усиливаемое излучение обычно вводится в активный волновод ПКУ при его прямом согласовании (стыковке) с подводимым оптическим волокном; похожим образом усиленное излучение выводится из активного волновода.

В волоконно-оптическом усилителе также используется лазерный принцип усиления, при этом свет проходит через оптическую инверсную среду, в которой населенность верхних электронных состояний выше, чем нижних, что обеспечивается благодаря оптической накачке.

Коэффициент усиления G оптического усилителя определяется как отношение мощностей оптического сигнала на выходе и на входе усилителя,

$$G = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} \quad ; \quad (147)$$

часто коэффициент усиления ОУ исчисляется в дБ, при этом $G_{\text{дБ}} = 10 \lg G$. При относительно небольшой мощности входного сигнала полный коэффициент усиления G равен

$$G = \exp(\Gamma g L) \quad , \quad (148)$$

где g - коэффициент усиления активной среды (м^{-1}), L - длина усиливающей среды, Γ - оптический коэффициент ограничения, характеризующий относительную долю мощности вводимого излучения, распространяющегося в усиливающей среде.

Средняя длина волны и ширина полосы частот усиления ПКУ зависит от типа «твердого раствора» активной полупроводниковой среды и ширины соответствующей запрещенной зоны. В ближнем ИК-диапазоне длин волн около 1.3 и 1.55 мкм типичная ширина полосы усиления ПКУ примерно равна 30-40 нм. В ПКУ используются те же принципы создания активных сред, что и в полупроводниковых лазерах, в том числе, здесь возможно применение полупроводниковых гетероструктур и квантоворазмерных структур. Сегодня созданы ПКУ с коэффициентом усиления до 30 дБ.

В волоконно-оптических усилителях спектральные характеристики ОУ полностью определяются структурой энергетических уровней рабочего материала (ионов неодима, эрбия, германия и др.). В однородно уширенной среде волоконно-оптического усилителя с оптической накачкой, вследствие явления насыщения усиления, величина коэффициента усиления g изменяется вдоль координаты z усиливающего волновода. При этом имеет место нелинейная зависимость величины полного усиления G от мощности выходного (следовательно, и входного) излучения (см. рис. 40) и выполняется равенство

$$G = \exp(\Gamma g_0 L) \cdot \exp \left[\left(\frac{1}{G} - 1 \right) \frac{P_{\text{вых}}}{P_s} \right] \quad , \quad (149)$$

где g_0 - ненасыщенный коэффициент усиления среды, P_s - мощность насыщения (при достижении которой коэффициент усиления активной среды уменьшается в два раза).

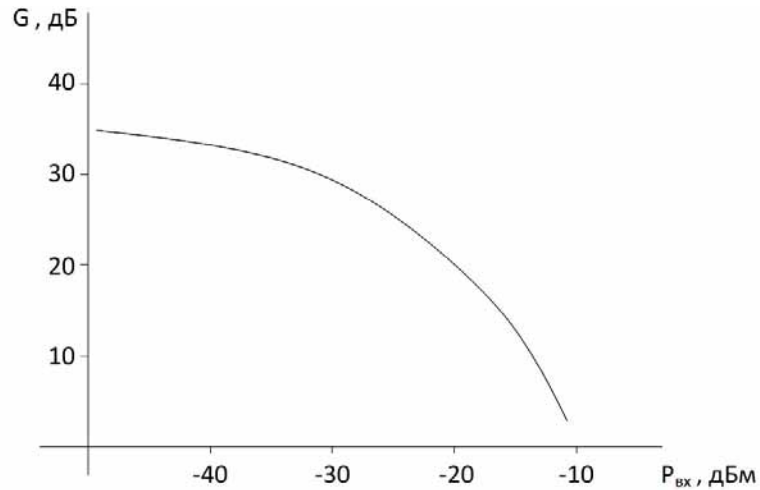


Рис. 40

Рис. 40. Зависимость коэффициента усиления оптического усилителя от мощности входного (усиливаемого) сигнала

Принципиальная схема волоконно-оптического усилителя на основе кварцевого оптоволокна, легированного ионами эрбия, показана на рис. 41.

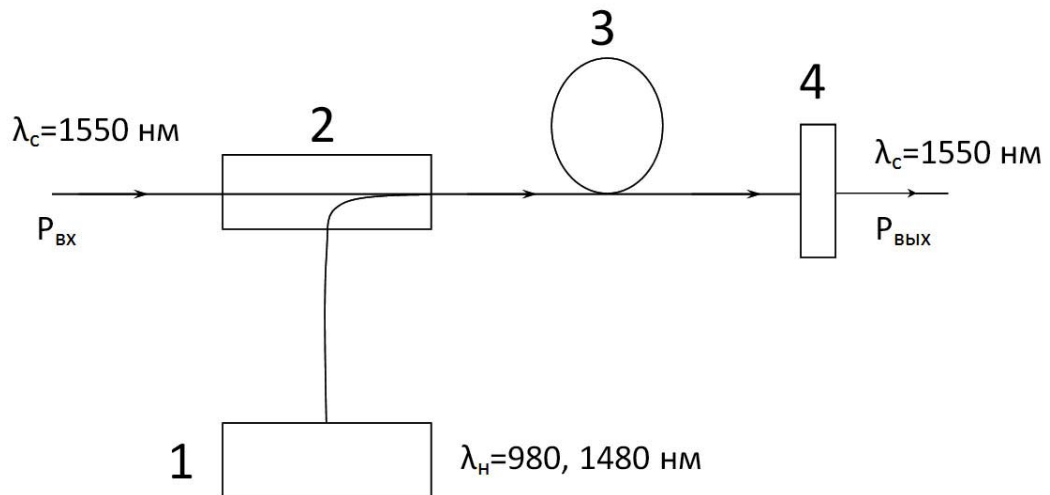


Рис. 41

Рис. 41. Принципиальная схема волоконно-оптического усилителя. 1 – источник накачки (мощный полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 980 нм или 1480 нм), 2 – мультиплексор, 3 – эрбиевое оптоволокно, 4 – полосовой оптический фильтр с пропусканием на длине волны усиливаемого сигнала 1550 нм.

Структура энергетических уровней трехвалентного иона эрбия в кварцевом стекле, и схема поглощения излучения накачки, безызлучательного и рабочего переходов в полосе длин волн 1520-1570 нм показаны на рис. 42.

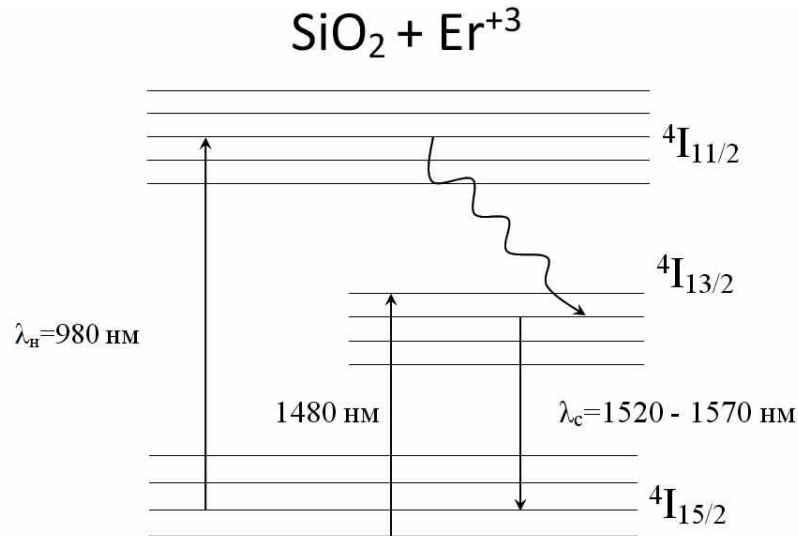


Рис. 42

Рис. 42. Энергетические уровни иона эрбия; инверсия населенности создается между неоднородно уширенными уровнями $4I_{13/2}$ и $4I_{15/2}$.

Шумовые характеристики оптических усилителей описываются посредством NF-фактора (Noise Figure), равного отношению отношений сигнал/шум на входе и на выходе усилителя,

$$NF = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{вх}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{вых}}, \quad (150)$$

которое также часто оценивается в дБ - $NF_{дБ} = 10 \lg NF$. Основной причиной собственных шумов ОУ являются спонтанные переходы между рабочими уровнями, для которых посредством оптической накачки, создана инверсия населенности. При большой величине усиления и при сравнительно узкой полосе частот усиления выполняется

$$NF \approx \frac{1}{\eta G} + \frac{2(G-1)n_{sp}}{\eta G} \approx \frac{2n_{sp}}{\eta} \rightarrow 2, \quad (151)$$

где n_{sp} - параметр инверсии населенности ($n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1)$), η - коэффициент потерь при вводе излучения в ОУ. Минимальное значение шум-фактора оптического усилителя $NF = 2$ (то есть примерно 3 дБ).

Эрбиевые волоконно-оптические усилители вызывают особый интерес у разработчиков магистральных ВОСПИ, так как длины волн усиления в таких ОУ хорошо совпадают с областью минимальных потерь кварцевого оптоволокна, близкой к 1550 нм. Кроме этого, именно эрбиевые усилители

обладают высокими параметрами при сравнительно небольших мощностях излучения накачки и длинах активного оптоволокна. Типичные рабочие характеристики волоконно-оптических эрбиевых усилителей приведены на рис. 43.

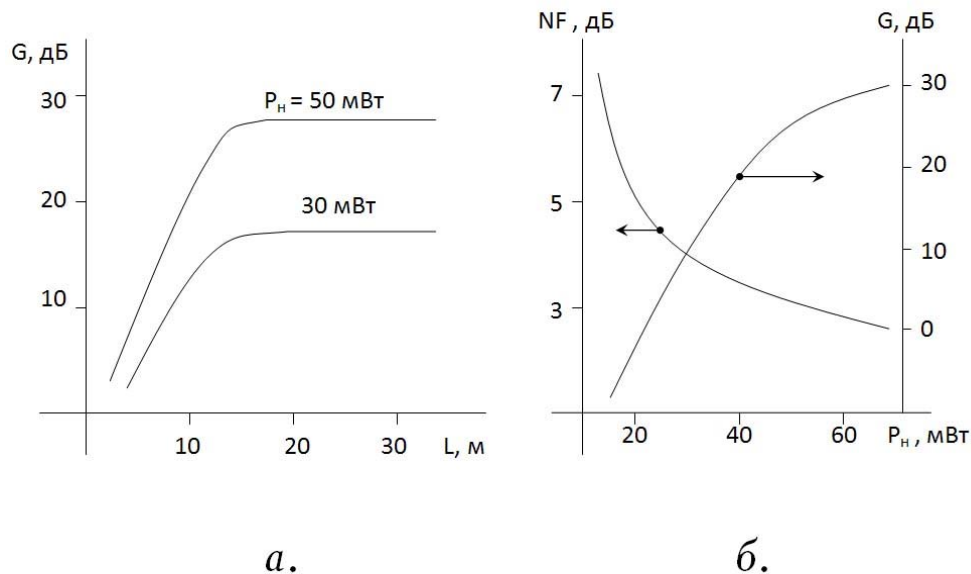


Рис. 43

Рис. 43. а. - зависимость коэффициента усиления G эрбиевого усилителя от длины волокна, б. – зависимость NF - фактора и коэффициента усиления G от мощности накачки.

Полезным свойством волоконно-оптических усилителей является возможность реализации в них двунаправленной оптической накачки, то есть одновременного ввода излучения накачки (например, для эрбиевого усилителя - на длинах волн 980 нм или 1480 нм) с разных концов отрезка активного оптоволокна. В таком случае спектральные мультиплексоры, посредством которых в усиливающее оптоволокно вводится излучение накачки, расположены с обеих сторон этого волокна. В лучших образцах волоконно-оптических эрбиевых усилителей, на длине волны 1550 нм, достигнуто усиление величиной до 45 дБ и NF - фактор на уровне 3-4 дБ.

7. Энергетический потенциал оптической линии связи

Энергетический потенциал (ЭП, «link loss budget») оптической линии связи, выражаемый в дБ, равен десяти логарифмам отношения мощности $P_{изл}$ источника излучения к минимальной регистрируемой мощности (чувствительности) $P_{фот}$ фотоприемника, используемых в данной линии,

$$\text{ЭП} = 10 \lg \frac{P_{изл}}{P_{фот}} \quad (152)$$

Если мощность источника и чувствительность фотоприемника выразить в дБм (в децибеллах относительно уровня 1 мВт), очевидно,

$$\text{ЭП(дБ)} = P_{изл}(\text{дБм}) - P_{фот}(\text{дБм}) \quad (153)$$

Энергетический потенциал удобен при расчетах допустимых потерь в элементах, составляющих линию связи. Например, для ВОСПИ, показанной на рис. 44, баланс («расход») ЭП выражается уравнением

$$\text{ЭП} = n_1 L \alpha + n_2 \beta + n_3 \gamma + \eta + \kappa + \varepsilon \quad (154)$$

где n_1 - число соединяемых отрезков кабеля длиной L (км) и потерями α (дБ/км), n_2 - число разъемных соединителей с вносимыми каждым из них потерями β (дБ), n_3 - число неразъемных (сварных) соединений с потерями на каждом γ (дБ), η - потери при вводе излучения источника в линию передачи (в дБ), κ - потери при вводе излучения в фотоприемник (в дБ), ε - «энергетический запас», величина которого обычно выбирается от 6 до 15 дБ.

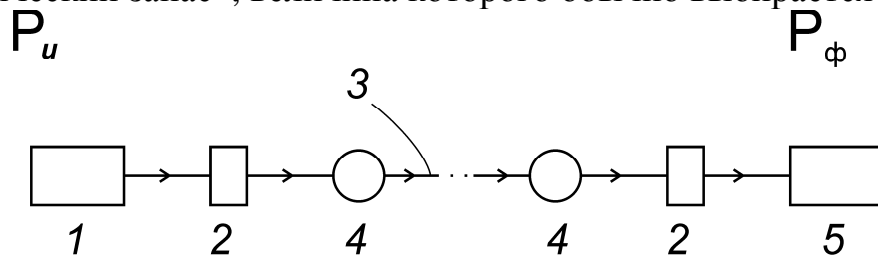


Рис. 47

Рис. 44. Пример оптической линии связи. 1 – излучатель, 2 – разъемные соединители, 3 – волоконно-оптический кабель, 4 – неразъемные соединители, 5 – фотоприемник.

Введение «энергетического запаса» необходимо на практике для учета различных дестабилизирующих факторов – старения оптоволоконна, изменений рабочей температуры компонент ВОСПИ, флуктуаций мощности источников питания и др.

Типичные значения ЭП составляют от 50 до 70 дБ и существенно зависят от скорости передачи информации.

8. Методы уплотнения информации в ВОСПИ

Основными методами увеличения пропускной способности (скорости передачи информации) в ВОСПИ являются

- временное уплотнение,
- пространственное уплотнение,
- спектральное уплотнение,
- модовое уплотнение.

Помимо названных способов, в стадии лабораторного исследования находятся поляризационное уплотнение и уплотнение, основанное на использовании когерентных свойств оптического излучения.

Временное уплотнение (TDM) состоит в увеличении частоты передачи сигналов, то есть в использовании при передаче (в цифровом режиме кодирования) импульсных сигналов минимальной длительности и скважности. В режиме модуляции тока накачки полупроводниковых излучателей достигнута наивысшая скорость передачи информации около 30 Гбит/с. При использовании внешних волноводных модуляторов максимальная частота модуляции оптических сигналов достигает нескольких сотен Гбит/с.

Пространственное уплотнение состоит в увеличении числа оптических волокон в многожильном волоконно-оптическом кабеле. Разработаны многожильные оптические кабели связи с числом волокон 2, 4, ... 12, 24, ... 144 и т. д. как ленточного так и радиально-симметричного типов. Увеличение числа волокон в кабелях связи способствует многократному увеличению пропускной способности ВОСПИ, но, конечно, осложняет проблему соединения таких кабелей.

Спектральное уплотнение (WDM) (уплотнение по длинам волн) состоит в одновременной передаче по одножильному оптическому кабелю нескольких оптических сигналов с различными длинами волн несущих. В пределах спектральной полосы прозрачности кварцевого волокна можно разместить несколько информационных сигналов и тем самым многократно увеличить пропускную способность одножильного ВОК (рис. 45).

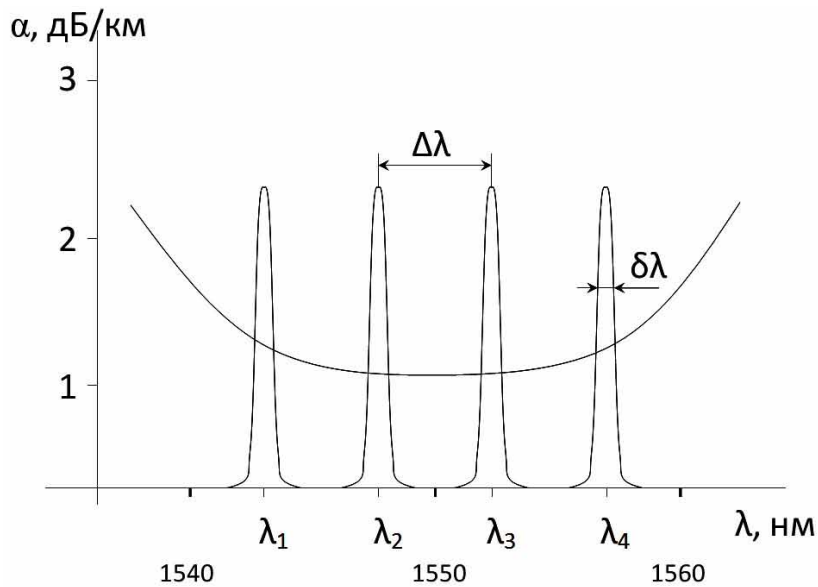


Рис. 44

Рис. 45. Принцип спектрального уплотнения

В обычных WDM-системах расстояние $\Delta\lambda$ между спектральными несущими в ИК-диапазоне длин волн может составлять единицы-десятки нм при ширине спектра излучателей $\delta\lambda$ около 0.1 нм. В «плотных» DWDM-системах разнос несущих достигает нескольких десятков ГГц, что при ширине спектра источников менее 1 ГГц позволяет разместить в полосе высокой прозрачности кварцевого волокна десятки-сотни спектральных каналов. Принципиальная схема ВОСПИ со спектральным уплотнением показана на рис. 46.

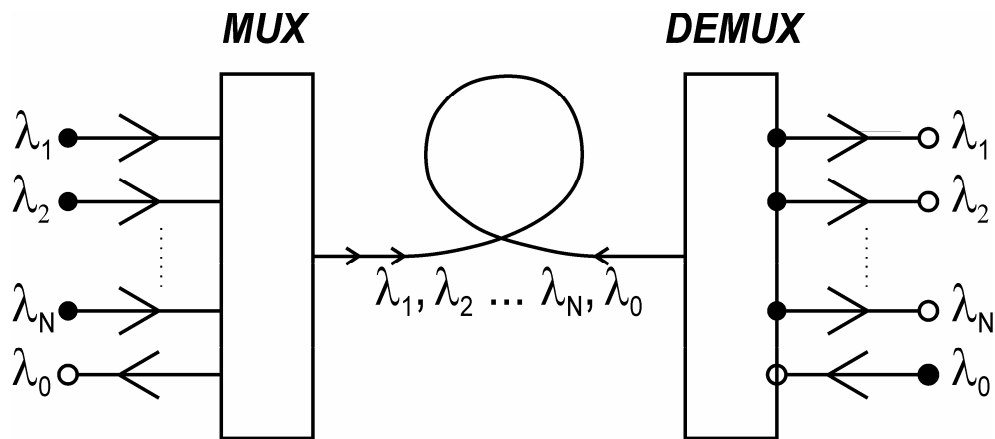


Рис. 45

Рис. 46. Принципиальная схема ВОСПИ со спектральным уплотнением каналов. MUX – мультиплексор, DEMUX – демultipлексор.

В сравнительно коротких, без использования оптических усилителей, ВОСПИ принцип спектрального уплотнения позволяет реализовать дуплексный режим передачи сигналов без временного разделения сигналов, передаваемых во встречном направлении (на длине волны λ_0 , рис. 45).

Мультиплексоры-демультиплексоры для ВОСПИ со спектральным уплотнением должны обладать минимальными оптическими потерями в рабочих каналах и минимальным уровнем переходных помех. В таких устройствах в качестве спектрально-селективных устройств применяются диспергирующие призмы, фокусирующие отражательные дифракционные решетки, интерференционные фильтры, объемные голографические элементы, волноводные решетки Брэгга и др. Оптические потери P в рабочем канале с длиной волны λ_k и, соответственно, величина переходного затухания идеального демультиплексора, в дБ, при гауссовой аппроксимации спектральных распределений оценивается по формуле

$$P = 51 \lg \left[1 + \left(\frac{\Delta\lambda_i}{\Delta\lambda_k} \right)^2 \right] + \frac{401 \lg e (\lambda_i - \lambda_k)^2}{\Delta\lambda_i^2 + \Delta\lambda_k^2}, \quad (155)$$

где λ_i - средняя длина волны источника излучения, $\Delta\lambda_i$ - спектральная ширина источника, $\Delta\lambda_k$ ширина полосы пропускания спектрального фильтра демультиплексора. Формула 155 показывает, что величина переходного затухания существенно определяется не только разностью длин волн несущих, но и ширинами спектра источника и полосы пропускания фильтра, применяемого в спектральном мульти-демультиплексоре.

Спектральное уплотнение, особенно в режиме DWDM, допускает передачу по одномодовому ВОК в каждом из спектральных рабочих каналов информационных сигналов с очень большой частотой (до десятков-сотен Гбит/с) и считается сегодня одним из перспективных направлений развития магистральных ВОСПИ.

Идея *модового (углового) уплотнения* (МУ) состоит в передаче оптических сигналов по многомодовому оптическому волокну на разных оптических модах волновода. Принцип модового уплотнения поясняется на рис. 47.

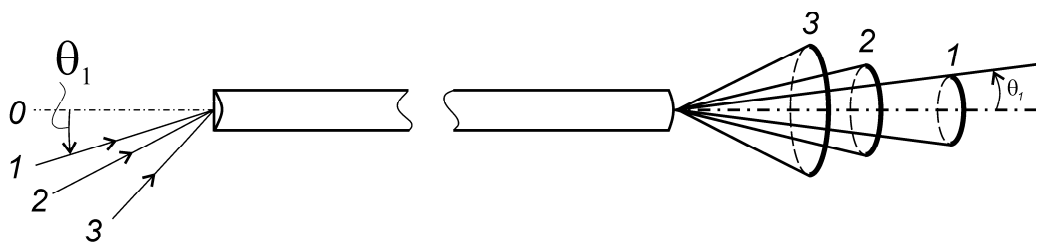


Рис. 46

Рис. 47. Модовое (угловое) уплотнение каналов. Угол при вершине конуса на выходе многомодового ВС равен углу ввода излучения при возбуждении соответствующих 1, 2, 3, ... групп мод.

Здесь используется свойство многомодового волокна сохранять угловую ориентацию отдельно возбужденной группы мод. Число N таких мод, в дифракционном приближении, оценивается по формуле

$$N \approx \frac{\theta_c a}{\lambda} \quad , \quad (156)$$

где θ_c - критический угол ввода излучения, a - радиус сердцевины световода, λ - длина волны. В видимой области спектра число рабочих каналов при модовом уплотнении может составлять несколько десятков - сотен. Этот способ уплотнения пригоден к использованию лишь для линий передачи малой, менее 200 м, протяженности и при сравнительно низких скоростях передачи сигналов (что обусловлено большой величиной внутримодовой дисперсии оптоволокна). Кроме этого, проблема эффективного ввода-вывода излучения при МУ довольно сложна. Тем не менее, в специальных приложениях (секретная связь и др.) модовое уплотнение может иметь и свои преимущества.

9. Когерентные оптические системы связи

Любой фотоприемник регистрирует лишь усредненную по времени мощность принимаемого оптического сигнала, при этом информация о фазе и частоте падающей на фотоприемник световой волны утрачивается (впрочем, флуктуации фототока характеризуют когерентные свойства поглощенного излучения – эффект Брауна-Твисса). Перенос в фототок информации о фазе и частоте падающего на фотоприемник света возможен при когерентном фотодетектировании излучения, принцип которого аналогичен гетеродинному детектированию сигналов, широко используемому в радиотехнике.

При некогерентном фотодетектировании сигнал с выхода фотоприемника усиливается электронным полосовым услителем низких (по отношению к оптическим) частот с шириной полосы B - рис. 48-а.

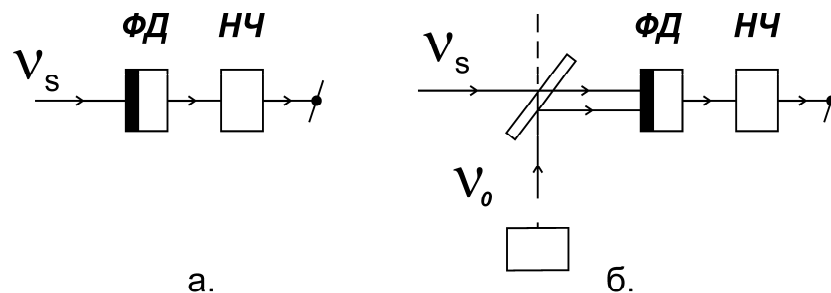


Рис. 48

Рис. 48. Некогерентное (прямое) (а) и когерентное (гетеродинное либо гомодинное) (б) детектирование света

Отношение сигнал/шум на выходе усилителя при прямом фотодетектировании представляется формулой

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_s}{2h\nu_s B}, \quad (157)$$

где η - квантовая эффективность фотоприемника, P_s - мощность оптического сигнала, $h\nu_s$ - энергия кванта света.

При когерентном, рис. 48-б, фотодетектировании на фотоприемник вместе с регистрируемым оптическим сигналом с частотой ν_s направляется опорный сигнал с частотой ν_0 . Здесь фотоприемник, в сущности, регистрирует полную мощность света в пределах ограниченной области интерференционной картины, образованной в результате суперпозиции сигнального и когерентного ему опорного излучений. Если $E_1(t)$ - мгновенная амплитуда «сигнальной» световой волны в некоторой точке фотоприемника, равная

$$E_1(t) = A_1 \cos(2\pi\nu_s t + \varphi_s), \quad (158)$$

и $E_0(t)$ - амплитуда опорной волны

$$E_0(t) = A_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi_0) \quad , \quad (159)$$

то зависящий от времени фототок $i(t)$ фотоприемника прямо пропорционален квадрату суммарной амплитуды оптического поля,

$$i(t) \propto [E_1(t) + E_0(t)]^2 \quad . \quad (160)$$

Подстановкой 158 и 159 в 160, и выполнив усреднение по времени (фотоприемник не реагирует на переменные сигналы с оптическими частотами), находим

$$i(t) \propto A_1 A_0 \cos[2\pi(\nu_s - \nu_0)t + (\varphi_s - \varphi_0)] \quad . \quad (161)$$

Выражение 161 описывает переменный сигнал биений фототока на «промежуточной» (в терминах радиотехники) частоте $f = \nu_s - \nu_0$,

который прямо зависит от амплитуд и фаз направляемых на фотодетектор сигналов. При $f \neq 0$ имеет место гетеродинное фотодетектирование, при $f = 0$ - гомодинное.

Если мощность сигнала гетеродина намного больше мощности принимаемого оптического сигнала, то есть $A_0^2 \gg A_1^2$, отношение сигнал/шум на выходе электронного полосового усилителя с шириной полосы пропускания B_f (рис.48-б) равно

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_s}{hfB_f} \quad . \quad (162)$$

Ввиду малой, по сравнению с оптической частотой, величины промежуточной частоты f , а также малой величиной B_f , отношение сигнал/шум при когерентном приеме излучения (162) может существенно превосходить аналогичное отношение при некогерентном фотодетектировании (157).

Когерентное фотодетектирование целесообразно использовать при приеме маломощных оптических сигналов; например, для промежуточной частоты величиной $f \gg 500 \text{ МГц}$ отношение сигнал/шум на выходе когерентного фотодетектора примерно на 20 дБ выше, чем при некогерентном детектировании этого же слабого сигнала.

Амплитуда сигнала биений существенно зависит от пространственных условий гетеродинирования – угла α пересечения предметного (1) и опорного (2) лучей, направляемых на фотоприемник, – рис. 49.

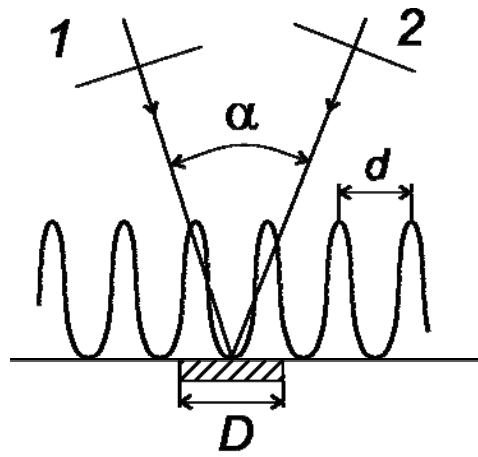


Рис. 49

Рис. 49. Пространственные условия оптического гетеродина

При $\nu_s \neq \nu_0$ интерференционные полосы перемещаются относительно фотоприемника и максимальный сигнал биений регистрируется при условии $d \gg D$, где d - период интерференционных полос, D - размеры чувствительной поверхности фотоприемника. Период полос d связан с углом α пересечения лучей простым соотношением

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}, \quad (163)$$

где λ - длина волны света. Пространственные условия оптического гетеродина значительно упрощаются при использовании в качестве оптического смесителя на рис. 47-б одномодового волоконно-оптического Y-соединителя (мультиплексора). Интерференционная картина образуется при суперпозиции взаимно-когерентных световых пучков одинаковой линейной поляризации, поэтому при когерентном фотодетектировании сигналов обязателен контроль состояния поляризации сигнального и опорного пучков света. В одномодовых когерентных ВОСПИ непосредственно перед фотоприемником устанавливается линейный поляризатор либо в оптической схеме гетеродина фотодетектора используется специальное (PM) оптоволокно с сохранением поляризации излучения.

Достоинствами когерентных оптических систем связи является высокая чувствительность при приеме слабых оптических сигналов и возможность реализации частотной и фазовой модуляций сигнала. Их недостатком является сравнительно высокие сложность и стоимость - в таких системах необходимо использовать высокостабильные узкополосные излучатели (с шириной спектра, например, около 1 МГц) и устройства коррекции поляризационных характеристик оптических сигналов. Пример схемы ВОСП с когерентным фотодетектированием приведен на рис. 50.

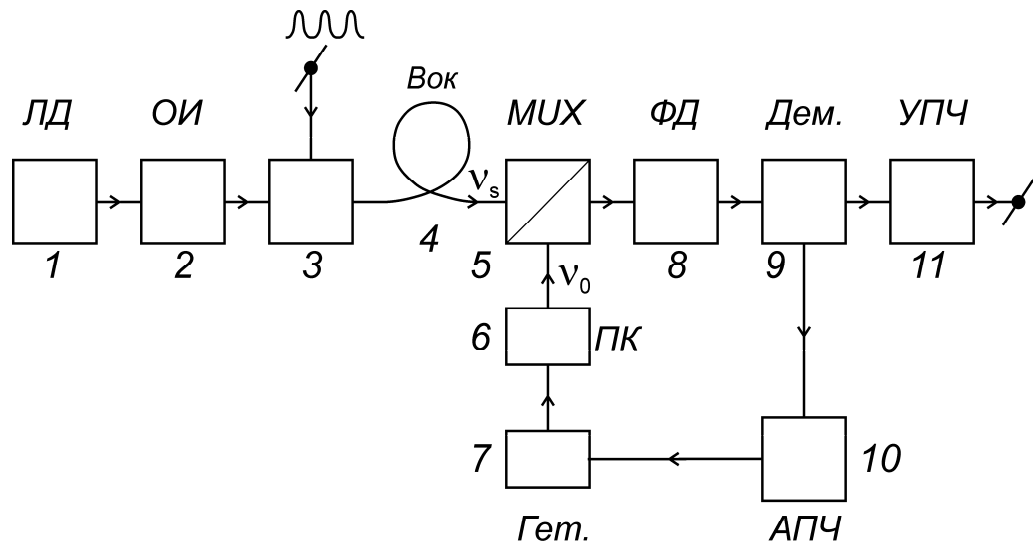


Рис. 50

Рис. 50. Схема ВОСП с когерентным детектированием сигналов. 1. – узкополосный (одночастотный) лазер, 2 – оптический изолятор, 3 – модулятор (АМ, ЧМ либо ФМ) сигнала, 4 - одномодовое оптоволокно (оптическая линия передачи), 5 – мультиплексор (смеситель), 6 – поляризационный контроллер, 7 – перестраиваемый по частоте гетеродин (лазер), 8 – фотодетектор, 9 – демодулятор сигнала, 10 – устройство автоматической подстройки частоты (АПЧ), 11 – усилитель низкой (промежуточной) частоты.

Когерентное фотодетектирование может применяться не только в ВОСПИ, но и в открытых системах связи. Например, использование мощного CO_2 - лазера в наземных открытых линиях связи большой (до 20-30 км) дальности практически возможно лишь при когерентном приеме сигналов. К сожалению, существенной помехой здесь является изменение когерентных и поляризационных свойств излучения при рассеянии света в оптически неоднородной атмосфере.

10. Оптические солитоны в ВОСПИ

Возможность использования в волоконно-оптических линиях передачи сигналов сверхкоротких, длительностью порядка 1-10 пс, оптических импульсов – оптических солитонов - обсуждается уже свыше 30 лет. Нелинейный по своей природе, солитонный режим передачи оптических сигналов является одним из способов реализации принципа временного уплотнения (TDM) информации в ВОСПИ. Предполагается, что именно при солитонном режиме будут достигнуты предельные, порядка единиц Тбит/с, скорости передачи данных вблизи одной спектральной несущей по одномодовому оптоволокну.

Сущность нелинейной волоконной оптики состоит в том, что при достаточно больших плотностях мощности излучения в световоде свет прямо воздействует на среду распространения, в результате чего показатель преломления материала сердцевины ВС изменяется. Мгновенные изменения показателя преломления $n(t)$ среды представляются как оптический эффект Керра,

$$n(t) = n_1 + n_2 |A(t)|^2, \quad (164)$$

где n_1 - средний показатель преломления сердцевины, $A(t)$ - амплитуда электрического поля световой волны, n_2 - коэффициент нелинейности материала; для кварцевого стекла $n_2 \approx 1.2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2 / \text{В}^2$. Для описания нелинейных характеристик оптоволокну вводится волноводный коэффициент нелинейности γ , равный

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c \pi w^2}, \quad (165)$$

где ω_0 - частота света, c - скорость света в вакууме, w - эффективный радиус моды. Если P_0 - максимальная (пиковая) мощность импульсного сигнала, распространяющегося в волноводе, нелинейная длина L_{NL} такого оптоволокну определяется как

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (166)$$

Дисперсионная длина L_D световода равна

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (167)$$

где T_0 - начальная длительность импульсного сигнала, β_2 - дисперсия групповых скоростей (см. 117, 118) оптического волновода.

Волновое уравнение для амплитуды световой волны, в пренебрежении оптическими потерями в волноводе, имеет вид

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (168)$$

где время $T = t - \beta_1 z$ описывает изменение длительности импульса ($T = 0$ соответствует центру импульса), β_1 - обратная величина групповой скорости сигнала (см. 116). Первое слагаемое в правой части 168 описывает дисперсионное уширение импульсов, а второе - нелинейный эффект фазовой самомодуляции (ФСМ) света в волокне. Если длина пути L света в оптоволокне удовлетворяет соотношению

$$L \geq L_D \approx L_{NL}, \quad (169)$$

вклад обоих слагаемых в 168 соизмерим по величине и нелинейность направляющей среды существенно влияет на спектральные и временные характеристики распространяющегося импульсного сигнала.

Особенный интерес вызывает случай отрицательных значений β_2 , соответствующий в кварцевом оптоволокне области длин волн, больших 1.27 мкм, рис. 51.

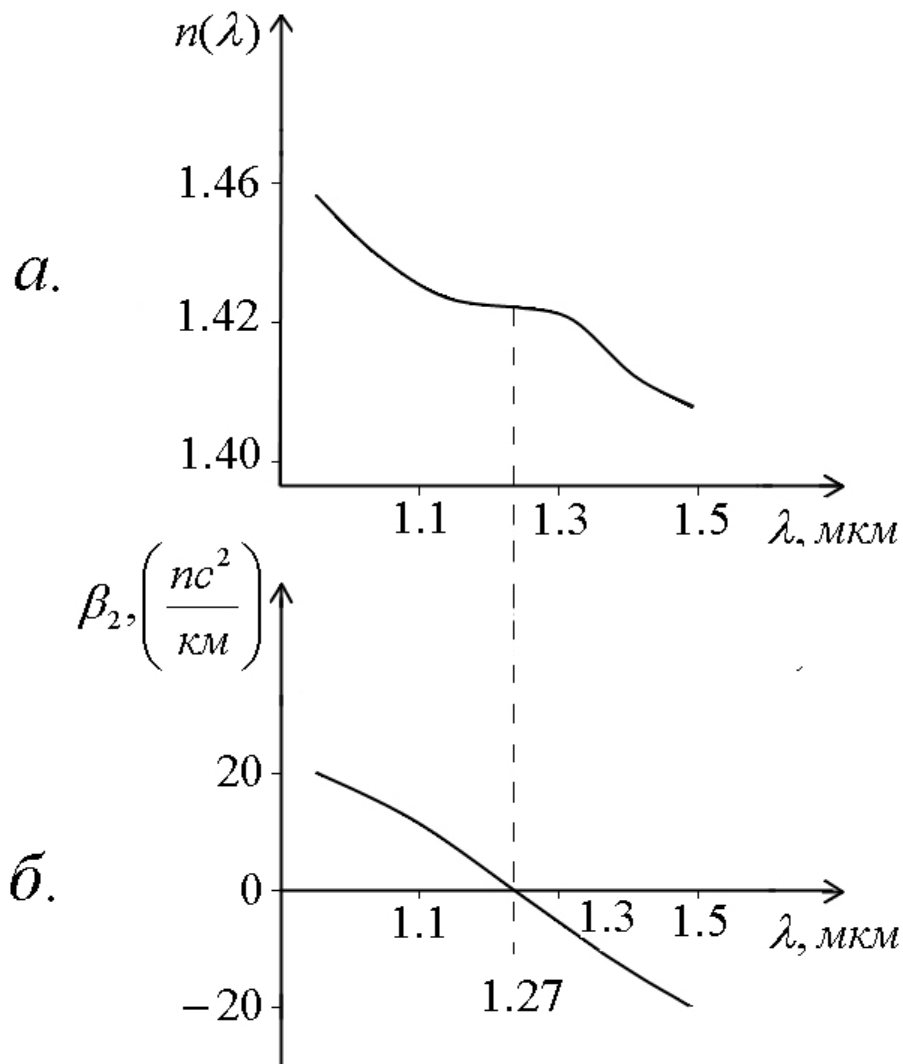


рис. 51

Рис. 51. Спектральная зависимость показателя преломления (а) и дисперсии (б) кварцевого стекла. Длина волны нулевой дисперсии равна 1.27 мкм.

В этой области возможны решения уравнения 168 вида

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left(\frac{jz}{2L_D} \right), \quad (170)$$

где sech - гиперболический секанс.

Выражение 170 описывает фундаментальный оптический солитон – импульсный оптический сигнал, форма огибающей которого не зависит от проходимого расстояния z , см. рис. 52.

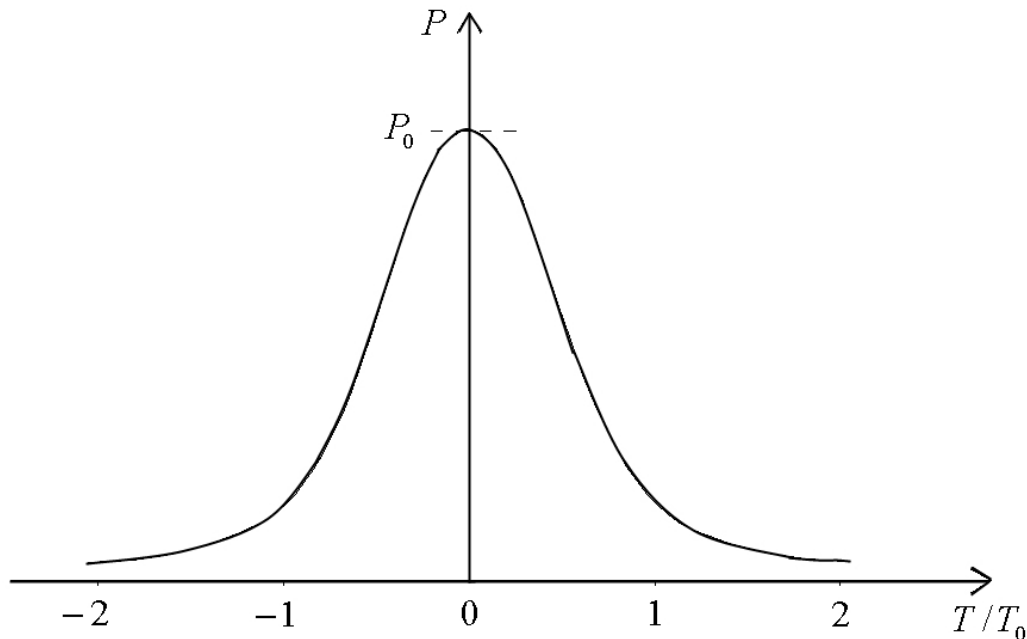


рис. 52

Рис. 52. *Временная зависимость мгновенной мощности $P = |A(z, T)|^2$ оптического солитона*

Солитонный режим распространения импульсного сигнала «физически» поясняется так. В среде с отрицательной ($\beta_2 < 0$) дисперсией обычная (линейная) дисперсия групповых скоростей (ДГС) сопровождается увеличением мгновенной частоты переднего фронта и уменьшением частоты заднего фронта импульса – см. рис. 51.а; такое различие мгновенных частот обуславливает расплывание (дисперсионное уширение) импульса, так как разные спектральные компоненты импульса распространяются в оптоволокне с ненулевой дисперсией постоянной распространения с разными скоростями.

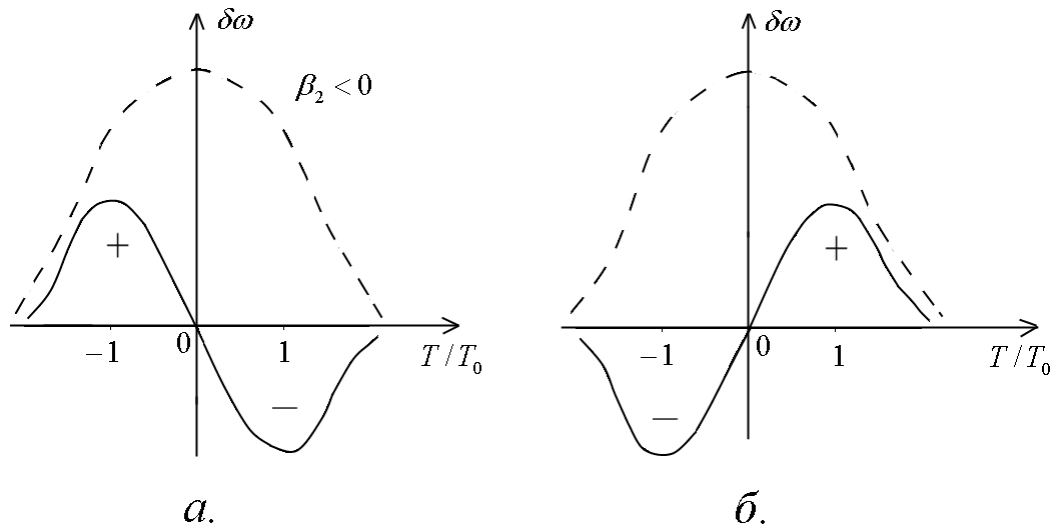


рис. 53

Рис. 53. Изменение мгновенной частоты $\delta\omega$ импульсного сигнала вследствие ДГС (а) и вследствие ФСМ (б). Штриховая линия – форма импульса.

Вследствие влияния оптической нелинейности, возникает дополнительная фазовая самомодуляция (ФСМ) сигнала, при этом мгновенная частота сигнала на переднем фронте оптического импульса, наоборот, уменьшается, а на заднем – увеличивается относительно средней частоты ω_0 сигнала - рис. 51.б. Совместное «встречное» действие ДГС- и ФСМ-эффектов приводит к взаимной компенсации мгновенных смещений частоты света на переднем и заднем фронтах импульса, вследствие чего мгновенная частота света в течение длительности импульса приблизительно постоянна. В результате в нелинейной среде с отрицательной дисперсией распространение оптического импульса происходит без изменения его длительности.

Необходимым условием образования фундаментального солитона («уединенной волны») является равенство $L_D = L_{NL}$, откуда следует выражение для пиковой мощности сигнала

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (171)$$

Например, для обычного кварцевого одномодового волокна на длине волны 1.55 мкм при $T_0=1$ пс пиковая мощность солитона $P_0=5$ Вт, а при $T_0=10$ пс $P_0=50$ мВт. При использовании световодов со смещенной дисперсией величиной $\beta_2 = -2nc^2 / \text{км}$ мощность сигнала для достижения солитонного режима распространения снижается примерно в 10 раз.

Приводимые оценки справедливы для оптического волокна без потерь и с учетом ослабления излучения условия образования оптических солитонов заметно усложняются. Согласно практическим оценкам, оптические солитоны могут возбуждаться в оптоволокне с потерями не более 0.2 дБ/км и при построении протяженных линий передачи таких сигналов для

компенсации потерь мощности излучения необходимо использовать оптические усилители. С другой стороны, солитонный режим распространения сигналов требует весьма точного согласования эффектов ДГС и ФСМ, он чувствителен к влиянию различных дефектов оптоволокна, наличию соединений, разветвителей, влиянию других нелинейных явлений (ВКР, ВРМБ и др.).

В лабораторных условиях была продемонстрирована возможность передачи оптических сигналов в солитонном режиме по одномодовому оптоволокну (с включенными в линию передачи оптическими усилителями и переключателями) на расстояние в несколько тысяч км со скоростью свыше 30 Гбит/с.

Практическая целесообразность создания солитонных ВОСПИ должна быть оценена не только с учетом достижения рекордно высоких скоростей передачи данных, но и с учетом баланса энергетического потенциала линии связи. В частности, следует принимать во внимание уменьшение пороговой чувствительности фотоприемных устройств по мере роста частоты передачи сигналов, а также надежность и стоимость оборудования связи.

Заключение

Оптические системы передачи информации являются одним из наиболее перспективных современных направлений в области техники связи, вобравшим в себя лучшие достижения микроэлектроники, волоконной оптики, интегральной оптоэлектроники, физики и техники полупроводников. Научные проблемы освоения оптического диапазона связи к настоящему времени, в значительной степени, решены и дальнейшее развитие оптических систем передачи информации существенно зависит от уровня и состояния технологии производства оптических и оптико-электронных компонент таких систем. Это не исключает возможности выдвижения и реализации новых идей в области физики и техники оптических систем передачи информации, основанных на весьма разнообразных свойствах как оптического излучения, так и применяемых в таких системах оптических материалов, их сложных композиций и структур.

Литература

1. Л. Бриллюэн Научная неопределенность и информация, изд. «Мир», М., 1966 г.
2. А. Козанне, Ж. Флере, Г. Мэтр, М. Руссо Оптика и связь, изд. «Мир», М., 1984 г.
3. Н. Н. Евтихийев, О. А. Евтихьева, И. Н. Компанец и др. Информационная оптика, изд. МЭИ, М., 2000 г.
4. Основы волоконно-оптической связи, под ред. Е. М. Дианова, изд. «Сов. Радио», М., 1980 г.
5. М. Адамс Введение в теорию оптических волноводов, изд. «Мир», М., 1984 г.
6. Волоконно-оптическая связь, под ред. М. Хауэса и Д. Моргана, изд. «Радио и Связь», М., 1982 г.
7. Физика полупроводниковых лазеров, под ред. Х. Такумы, изд. «Мир», М., 1989 г.
8. Дж. Гауэр Оптические системы связи, изд. «Радио и связь», М., 1989 г.
9. Э. Розеншер, Б. Винтер Оптоэлектроника, изд. «Техносфера», М., 2004 г.
10. Волноводная оптоэлектроника, под ред. Т. Тамира, изд. «Мир», М., 1991 г.
11. Г. Агравал Нелинейная волоконная оптика, изд. Мир», М., 1996 г.
12. А. Л. Дмитриев Полупроводниковые источники света для систем передачи и обработки информации, Уч. пособие, СПбГУИТМО, С.-Петербург, 2006 г.

Содержание

Введение.....	3
1. Элементы теории информации.....	4
1.1. Определение понятия «информация».....	4
1.2. Теорема Шеннона.....	6
1.3. Теорема Шеннона-Котельникова (теорема отсчетов).....	6
1.4. Импульсно-кодовая модуляция сигналов.....	8
1.5. Спектр сигнала.....	10
2. Особенности оптического диапазона передачи информации.....	15
3. Открытые оптические системы связи.....	17
4. Волноводные оптические системы передачи сигналов.....	19
5. Распространение излучения в волоконных световодах.....	21
5.1. Классификация волоконных световодов.....	21
5.2. Принципы технологии изготовления волоконных световодов.....	24
5.3. Оптические потери в волоконных световодах.....	25
5.4. Волновая теория распространения излучения в волоконных световодах.....	28
5.4.1. Волновое уравнение.....	29
5.4.2. Волновод со ступенчатым профилем показателя преломления и бесконечным радиусом оболочки.....	31
5.4.3. Волоконные световоды с градиентным профилем показателя преломления.....	37
5.4.4. Поток мощности излучения в волоконных световодах.....	40
5.4.5. Дисперсия импульсов в волоконных световодах.....	42
5.4.6. Поляризация излучения в волоконных световодах.....	52
5.5. Оптические волокна, сохраняющие поляризацию излучения.....	54
5.6. Современное промышленное оптическое волокно.....	57
5.6.1. Многомодовые ВС.....	58
5.6.2. Одномодовые ВС.....	59
5.6.3. Оптические волокна с сохранением поляризации.....	61
6. Оптоэлектронные компоненты волоконно-оптических систем передачи информации.....	62
6.1. Полупроводниковые излучатели.....	62
6.1.1. Полупроводниковые лазеры.....	62
6.1.2. Полупроводниковые светодиоды.....	63
6.1.3. Суперлюминесцентные диоды.....	64
6.2. Фотоприемники.....	65
6.2.1. p-I-n фотодиоды.....	65
6.2.2. Лавинные фотодиоды.....	65
6.2.3. Отношение сигнал/шум и минимальная регистрируемая мощность фотоприемников.....	66

6.3. Оптические разветвители.....	68
6.4. Оптические мультиплексоры и демультиплексоры.....	69
6.5. Оптические коммутаторы.....	70
6.6. Оптические изоляторы.....	71
6.7. Внешние оптические модуляторы.....	72
6.8. Оптические усилители.....	72
7. Энергетический потенциал оптической линии связи.....	77
8. Методы уплотнения информации в ВОСПИ.....	78
9. Когерентные оптические системы связи.....	82
10. Оптические солитоны в ВОСПИ.....	86
Заключение.....	91
Литература.....	92



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

Кафедра Твердотельной оптоэлектроники (ТТОЭ) организована в 1988 году, в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы высокоскоростных систем передачи и обработки информации, и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства.

Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра располагает оснащенными учебными и научными лабораториями.

Выпускники кафедры ТТОЭ получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике полупроводников, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, компьютерным технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, основам менеджмента.

Александр Леонидович ДМИТРИЕВ

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн обложки

Зав. Редакционно-издательским отделом

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати 2007 г.

Отпечатано на ризографе Тираж 100 экз.

С. А. Булгакова

Н. Ф. Гусарова

Заказ №