

Оптическое волокно для систем передачи информации

Гладышевский М.А., Наний О.Е., Сабинин Н.К., Туркин А.Н., Щербаткин Д.Д.

Содержание

1. Оптическое волокно. Общие положения.
 - a. Лучи в оптических волокнах
 - b. Моды оптических волноводов
 - c. Константа распространения, фазовая и групповая скорости
2. Характеристики ОВ
 - a. Одномодовое и многомодовое волокно
 - b. Затухание
 - c. Дисперсия
 - d. Геометрические характеристики
 - e. Механические характеристики
 - f. Прочие характеристики
3. Сравнительный анализ характеристик ОВ
 - a. Многомодовое волокно
 - b. Сравнение ОВ по величине дисперсии
 - c. Сравнение ОВ по затуханию
 - d. Анализ геометрических, механических и других характеристик

1. Оптическое волокно. Общие положения.

В волоконно-оптических системах передачи (ВОСП) информация переносится электромагнитными волнами очень высокой частоты (≈ 100 ТГц). Эта спектральная область соответствует ближнему инфракрасному диапазону оптического (светового) спектра (от 800 до 1700нм). Столь высокая частота несущей волны потенциально может обеспечить скорости передачи информации в десятки и даже сотни Тбит/с. *Оптическое волокно (ОВ)* в ВОСП является *волноводом*, переносящим информационные световые сигналы. Оптические волноводы на основе волокна компактны, гибки, имеют относительно малые потери и не чувствительны к электромагнитным наводкам.

Наиболее важным свойством ОВ является их способность переносить световое излучение на большие расстояния с малыми потерями. Количественно потери в ОВ определяются *затуханием*. Однако, при выборе ОВ величина *затухания* является не единственным критерием. Необходимо также учитывать степень искажений сигнала при передаче по ВОСП с требуемой скоростью на максимально возможное расстояние. В современных системах и скорость и дальность передачи информации, с учетом возможности использования оптических усилителей, определяются искажением оптического сигнала из-за *дисперсии*. Кроме того, на выбор ОВ влияют и другие факторы: эффективность ввода излучения света в волокно, возможность сопряжения с передающими, активными и пассивными модулями, удобство в работе с ОВ. Последний фактор определяют такие свойства ОВ, как простота разделки, сварки и оконцовки, механическая прочность, отражающая способность ОВ не разрушаться под действием длительных растягивающих усилий, совместимость оболочки ОВ с современными красителями и гидрофобами для сохранения характеристик ОВ при производстве кабелей и прочее.

а. Лучи в оптических волокнах

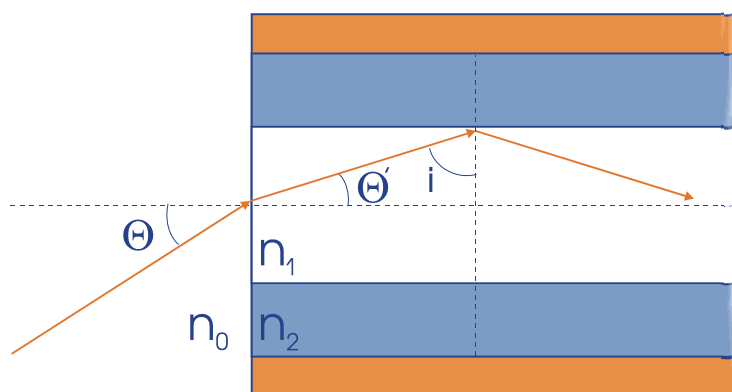


Рис.1.1. Ход лучей в оптическом волноводе

Волоконно-оптический волновод состоит из стеклянной *сердцевины*, окруженной *оболочкой* с меньшим значением показателя преломления. Сердцевина волокна, показанного на рис.1.1, имеет постоянный показатель преломления n_1 (см. приложение 1). Показатель преломления скачком изменяется до значения n_2 на *границе между сердцевинной и оболочкой*. Зависимость показателя преломления от координаты вдоль диаметра волокна, которая называется профилем показателя преломления, в рассматриваемом волокне имеет вид прямоугольной ступеньки. Поэтому волокно такого типа называется волокном со *ступенчатым профилем показателя преломления*.

Если $n_2 < n_1$, волокно способно локализовать световой пучок в сердцевине за счет *полного внутреннего отражения*. Явление полного внутреннего отражения (ПВО) поясняет рис 1.2. При отражении от границы раздела двух сред световых лучей, падающих под углом i , больше критического, часть световой мощности проникает во вторую среду и распространяется в ней в виде преломленного луча (преломленной волны). При отражении от границы раздела двух сред световых лучей, падающих под углом i , меньше критического, преломленного луча не существует и световой луч отражается без затухания.

Поэтому, без потерь распространяться внутри сердцевины ОВ будут только лучи, падающие под углом i , превышающим критический угол i_c . Если θ --- наибольший угол падения лучей, испытывающих полное внутреннее отражение, то, как следует из рисунка

$$n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta' = n_1 \cos i_c, \quad (1.1)$$

где n_0 - показатель преломления окружающей среды, n_1 - показатель преломления сердцевины.

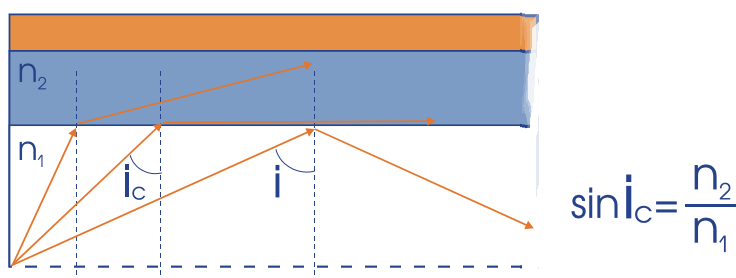


Рис.1.2. Полное внутреннее отражение света

Критический угол определяется выражением

$$\sin i_c = n_2 / n_1, \quad (1.2)$$

где n_2 --- показатель преломления оболочки. Используя два последних уравнения и равенство $\cos^2 i_c = 1 - \sin^2 i_c$, получим

$$n_0 \sin \theta_m = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx [2n_1(n_1 - n_2)]^{1/2}. \quad (1.3)$$

Величина $n_0 \sin \theta_m$ называется *числовой апертурой* (NA) волновода и определяется в точности так же как числовая апертура микроскопа. Для достижения высокой эффективности ввода волновод необходимо освещать источником с числовой апертурой не превышающей числовой апертуры волновода. Значение n_0 может быть равно 1, но, возможно, волновод приклеен к светодиоду или другому устройству клеем с показателем преломления близким к показателю преломления сердцевины. Например, у волновода с $n_1 = 1.5$ и $n_1 - n_2 = 0.01$ числовая апертура приблизительно равна 0.17. Когда $n_0 = 1$ это соответствует конусу входа световых лучей с половинным углом, равным 10° .

Обратная ΔT величина называется *шириной спектра пропускания* и определяет ширину спектра модулирующего сигнала, который может быть передан по волокну с малыми потерями. Ширина спектра пропускания уменьшается с увеличением длины волновода. Уширение светового импульса при распространении в волокне, связанное с различием времени распространения его компонент, называется *дисперсией*. Дисперсия, связанная с различием времени распространения световых лучей в волокне, называется *межмодовой дисперсией* (описание понятия *моды оптического волокна* и происхождение термина межмодовая дисперсия даны в разделе 1.b). Кроме межмодовой дисперсии уширение светового импульса и уменьшение ширины спектра пропускания вызывает *хроматическая дисперсия* и *поляризационная модовая дисперсия*, описанные соответственно в разделах 2.b и 2.c.

В реальных ОВ аксиальные лучи переносят большую мощность, чем лучи, падающие под углом близким к критическому, поскольку последние обладают большими потерями. Кроме того, рассеяние в очень длинных волокнах приводит к обмену энергией между азимутальными и наклонными лучами. Оба этих фактора уменьшают разницу во времени распространения и несколько увеличивают ширину спектра по сравнению с приведенной оценкой (1.4).

Для уменьшения разброса времени задержки различных световых лучей используются *градиентные световоды*. Показатель преломления таких световодов постепенно уменьшается с удалением от оси волокна. Из-за такого изменения показателя преломления лучи, распространяющиеся под углом к оси, в среднем, распространяются в среде с меньшим показателем преломления, чем показатель преломления на оси волокна. Волноводы с *параболическим профилем* показателя преломления обладают очень малым разбросом времени задержки и обеспечивают широкую полосу пропускания.

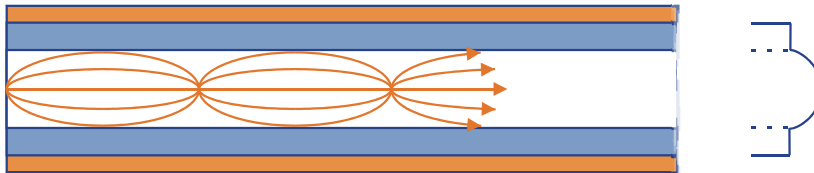


Рис. 1.4. Ход лучей в градиентном оптическом волноводе с параболическим профилем показателя преломления

В случае, когда диаметр сердцевины световода меньше 10—20 мкм, приближение геометрической оптики не обладает достаточной точностью для описания распространения света в волноводе, и необходимо воспользоваться приближением волновой оптики. В частности, в световоде диаметром несколько микрон, называемый одномодовым световодом, пропускает только очень простой световой пучок, называемый модой распространения. У одномодовых световодов принципиально отсутствует разброс временных задержек, описанный выше, и у них в принципе ширина полосы пропускания может достигать нескольких десятков ГГц на километр.

б. Моды оптических волноводов

Прежде чем познакомиться с понятием моды оптического волокна (т.е. волновода с круглым сечением) рассмотрим сначала более простые моды *плоского волновода*, поскольку они представляют собой результат наложения (интерференции) двух *плоских волн*.

Плоскую волну можно описать как семейство лучей, перпендикулярных плоскому *волновому фронту*. Волновым фронтом называется поверхность постоянной фазы волны, которая в плоской волне представляет собой плоскость. Предположим, что на торец световода падает плоская волна. Если угол падения на торец меньше угла входа волокна, то попавшие на торец световода лучи проходят внутрь и распространяются вдоль волновода. Лучи будут распространяться вдоль ломаных линий, как показано на рис.1.5, отражаясь поочередно от каждой из поверхностей волновода.

В общем случае разность фаз между парами отраженных лучей не постоянна, поэтому в некоторых точках вдоль оси наблюдается *интерференционное сложение амплитуд (конструктивная интерференция)*, в других --- *интерференционное гашение (деструктивная интерференция)* вследствие чего интенсивность света меняется вдоль оси. Только некоторые выделенные совокупности лучей формируют интерференционную структуру, характеризующуюся постоянством распределения интенсивности вдоль волновода. Такие совокупности лучей и формируемая ими интерференционная структура называются *модой распространения волновода или волноводной модой*.

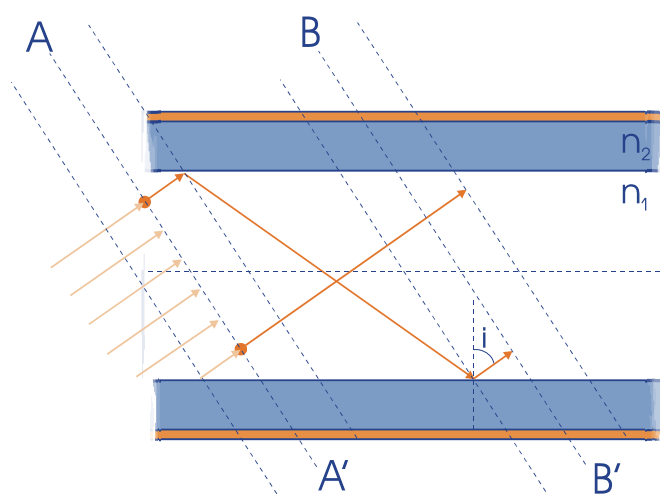


Рис.1.5. Длина оптического пути световых лучей в ОВ

На рис.1.5 показано поперечное сечение плоского волновода не ограниченного в направлении, перпендикулярном плоскости страницы. Два изображенных луча пересекают поверхность раздела двух сред под углом i . Пунктирные линии AA' и BB', перпендикулярные лучам, представляют волновые фронты. Оптическая разность хода между двумя лучами

$$OPD = 2n_1 d \cos i ; \quad (1.5)$$

Разность фаз ϕ определяется разностью хода, она равна $2n_1kd \cos i$, где k --- волновое число световой волны в вакууме. Кроме того, в соответствии с формулами Френеля при отражении возникает дополнительный фазовый сдвиг Φ (См. приложение 1). Рассмотрим такое положение опорных волновых фронтов, при которых один из лучей проходит расстояние между ними без отражений в то время как другой дважды отражается. Полная разность фаз ϕ_t между двумя лучами равна сумме набегов фаз, связанных с разностью оптического пути и отражением, что дает

$$\phi_t = 2n_1kd \cos i - 2\Phi. \quad (1.6)$$

$\Phi = 0$ когда i близок к значению критического угла, и $\Phi = 90^\circ$ для скользкого падения. Когда i меньше критического угла, лучи преломляются и мода не каналируется. Когда $\phi_t = 2m\pi$, лучи интерференционно складываются (происходит конструктивная интерференция). Это условие выполняется только для определенных углов падения.

Пары лучей, наклоненные к оси одинаково, как это показано на рис.1.5 соответствуют *волноводным модам* только если выполнено условие интерференционного сложения (1.6). На языке волновой оптики каждая волноводная мода характеризуется определенной интерференционной структурой в направлении, перпендикулярном оси волновода, т.е. компонента $n_1k \cos i$, перпендикулярная оси волновода, формирует интерференционную картину между двумя поверхностями. Волноводная мода эквивалентна стоячей волне перпендикулярной оси и бегущей волне вдоль оси. Таким образом, распределение электрического поля в поперечном сечении является результатом интерференции между двумя плоскими волнами. Распределение интенсивности в поперечном сечении оказывается пропорционально квадрату косинуса угла наклона плоских волн и не зависит от продольной координаты z .

На рис.1.6 схематически изображено распределение электрического поля внутри волновода для нескольких значений параметра m .

Электрическое поле не равно в точности 0 на поверхностях раздела сердцевины и оболочки, что связано с наличием сдвига фазы при отражении. Это приводит к тому, что не все излучение сосредоточено в сердцевине и часть мощности распространяется в оболочке.

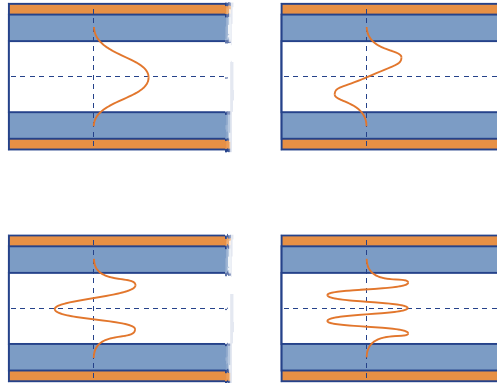


Рис.1.6. Моды плоского волновода, распределение электрического поля

Моды низкого порядка с малым значением m в соответствии с (1.5) падают на поверхность раздела под большими углами. Это означает, что они соответствуют лучам, которые распространяются вдоль волновода, падая на отражающие поверхности почти под скользящими углами.

Распределение моды низшего порядка $m = 0$ соответствует одному периоду косинуса, как показано на рис.1.6, и характеризуется монотонным распределением поля. Моды более высокого порядка характеризуются осциллирующим распределением поля. Направляемая мода наивысшего порядка пересекает поверхность под углом, значение которого почти равно величине критического угла. Лучи, которые преломляются на поверхности волновода, соответствуют ненаправляемым модам. Отражение от границ сердцевины не накладывает на них специальных условий, и существует непрерывное множество таких волн в отличие от дискретного ряда направляемых мод. Некоторые преломленные на границе сердцевины и оболочки лучи испытывают полное внутреннее отражение от внешней границы оболочки, если показатель преломления защитного слоя меньше показателя преломления сердцевины (или если защитный слой отсутствует). Формируемые такими лучами моды называются *модами оболочки*.

Номер m конкретной моды плоского волновода может быть найден из (1.6) при $\phi_i = 2m\pi$. Фазовый сдвиг при отражении Φ всегда меньше, чем π и им можно пренебречь для больших значений m . Номер моды увеличивается от нуля у моды с волновым вектором, почти параллельным оси, до максимального значения M у моды с углом падения i , почти равным критическому углу. Поскольку каждой моде соответствует положительное целое число или ноль, то полное число мод плоского волновода равно $M+1$. Когда $m = M$, угол i очень близок к критическому углу i_c , поэтому $\Phi = 0$ и (1.6) принимает вид

$$2M\pi \approx 2n_1kd \cos i_c \quad (1.7)$$

Если воспользоваться выражениями $i_c = n_2/n_1$ и $n_1k = 2\pi/\lambda$ можно переписать приближенное равенство (1.7) в виде

$$M \approx (2d/\lambda)\sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (1.8)$$

В плоском волноводе направляемые моды соответствуют парам лучей, одинаково наклоненным к оси, в круглых волноводах такие пары лучей необходимо заменить сложным конусом лучей. В случае круговой симметрии физическая интерпретация мод как стационарных в поперечном сечении интерференционных структур или стоячих волн аналогична, хотя и не столь наглядна. Кроме того, стоячие волны формируются и в азимутальном направлении, следовательно, для полного описания моды круглого волновода требуются два индекса. Для идентификации мод оптического волокна круглого сечения применяется следующее обозначение HE_{RA} , где аббревиатура HE обозначает электромагнитную волну, R – продольный индекс, A – азимутальный индекс. Мода самого низкого порядка или *фундаментальная мода* обозначается HE_{11} .

Для характеристики условий распространения световых волн в ОВ, в частности числа мод распространения, вводят *нормированную частоту* V (структурный параметр), определяемую следующим выражением:

$$V = (2\pi a / \lambda)(NA) , \quad (1.9)$$

где λ - длина волны в вакууме, a - радиус сердцевины волокна. Как видно из (1.9), введенный параметр по порядку величины равен правой части выражения (1.8), определяющего число периодов интерференционной картины в поперечном сечении волокна при максимально возможном угле падения света на границу раздела сердцевины и оболочки.

Приближенное число мод круглого волокна пропорционально квадрату нормированной частоты и зависит от структуры волокна (см. 2.а).

с. Константа распространения и фазовая скорость

Волновое число k можно рассматривать как вектор, направление которого совпадает с направлением распространения света в объемных средах. Этот вектор называется *волновым вектором*. В среде с показателем преломления n_1 величина волнового вектора равна kn_1 . В случае распространения света внутри волновода направление распространения света совпадает с направлением проекции β волнового вектора k , на ось волновода

$$\beta = n_1 k \sin i = n_1 k \cos \theta, \quad (1.10)$$

где θ - угол, дополняющий угол i до 90° (или угол между лучом и осью, как показано на рис. 1.7), β называется *константой распространения* и играет такую же роль в волноводе как волновое число k в свободном пространстве. В соответствии с (1.6) и (1.10) θ и i зависят от длины волны.

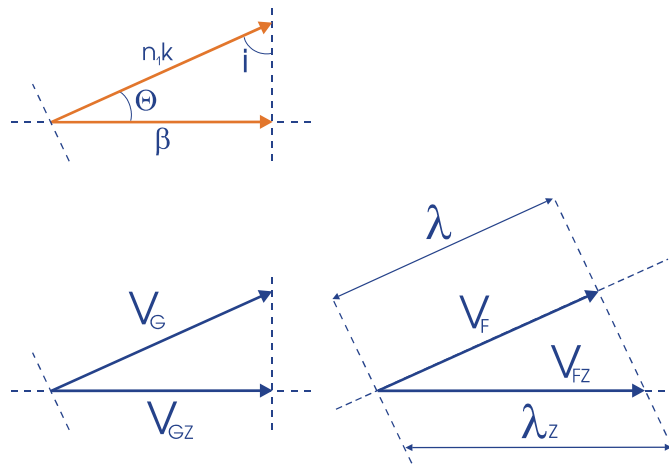


Рис.1.7. Волновой вектор и константа распространения

Угол падения i изменяется между i_c и $\pi/2$. При $i = i_c$, $\beta = n_1 k \sin i_c$ или kn_2 . При $i = \pi/2$, $\beta = kn_1$. Следовательно,

$$kn_2 < \beta < kn_1. \quad (1.11)$$

Таким образом, величина константы распространения внутри волновода всегда лежит между значениями волновых чисел плоской световой волны в материале сердцевины и оболочки. Если учесть, что $c = \frac{\omega}{k}$ (где значения c и k даны для вакуума) можно переписать это соотношение на языке фазовых скоростей

$$c/n_1 < V_F < c/n_2 \quad (1.12)$$

Фазовые скорости мод распространения $V_F = \frac{\omega}{\beta}$ заключены между фазовыми скоростями волн в двух объемных материалах. По аналогии с показателем преломления объемных сред можно ввести *эффективный показатель преломления волновода*

$$n_e = n_1 \cos \theta \quad (1.13)$$

Из приведенного анализа следует, что n_e зависит от индекса моды m в случае плоского волновода или от индексов R и A в случае оптического волокна. Согласно (1.9) значение n_e для направляемой моды заключено между n_2 и n_1 . Если n_e меньше n_1 , пучок не удерживается волноводом.

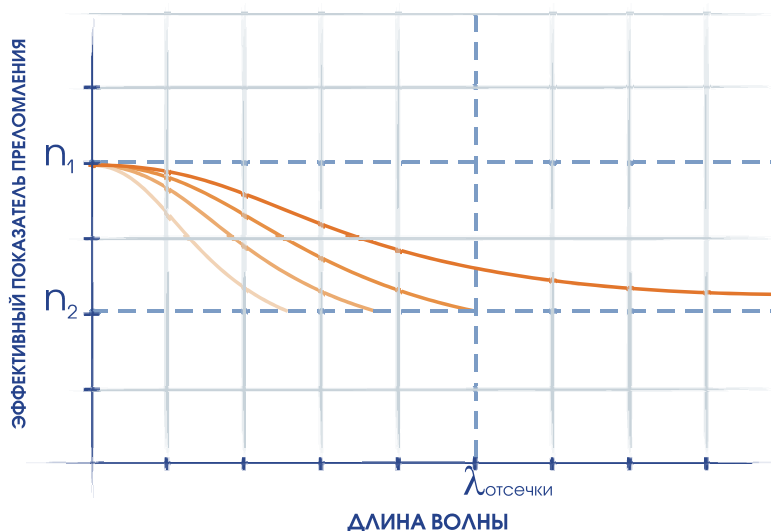


Рис.1.8. Зависимости эффективного показателя преломления n_e от длины волны для нескольких мод низшего порядка оптического волокна

Различие фазовых скоростей мод приводит к искажению входного пучка света по мере его распространения в волокне.

Скорость распространения светового сигнала или *групповая скорость* это скорость распространения огибающей светового импульса. В общем случае групповая скорость V_G не равна фазовой скорости. (Именно групповой скорости соответствует средняя скорость распространения луча по криволинейной траектории в волокне в трактовке геометрической оптики.) По аналогии с эффективным фазовым показателем преломления можно ввести эффективный групповой показатель преломления $n_{Ge} = \frac{c}{V_{eG}}$.

Эффективный групповой показатель преломления, а следовательно и групповая скорость, для длины волны λ может быть рассчитан по эффективному фазовому показателю преломления:

$$n_{ge} = n_e - \lambda \frac{dn_e}{d\lambda}. \quad (1.14)$$

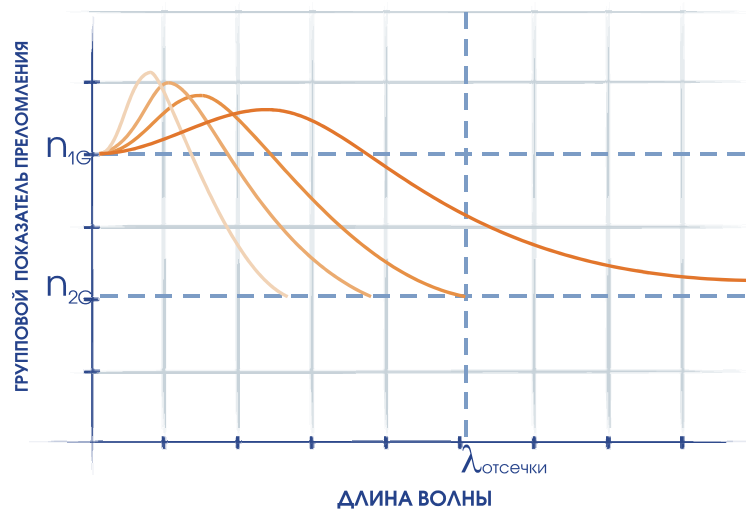


Рис.1.9. Зависимости эффективного группового показателя преломления n_G от длины волны для нескольких мод низшего порядка оптического волокна

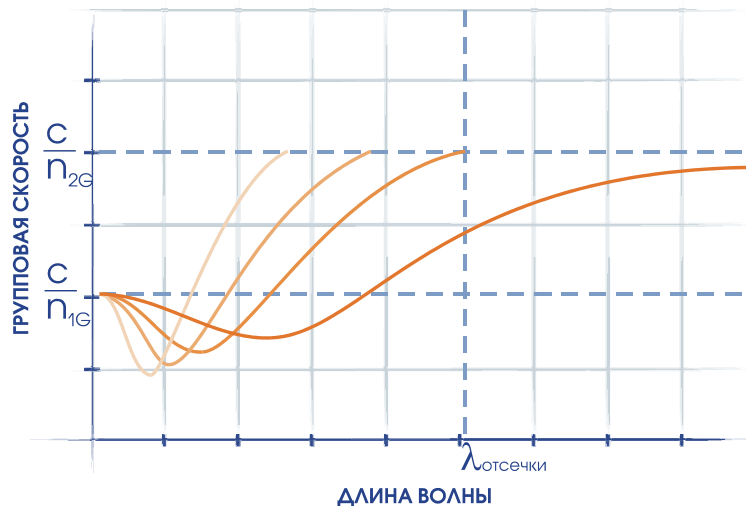


Рис.1.10. Зависимости групповой скорости света от длины волны для нескольких мод низшего порядка оптического волокна

В волокне с параболическим градиентным показателем преломления наклонные лучи распространяются по криволинейной траектории, которая, естественно длиннее, чем путь распространения аксиального луча. Однако из-за уменьшения показателя преломления по мере удаления от оси волокна скорость света при приближении к оболочке волокна возрастает, так что в результате всего этого время распространения по волокну оказывается примерно одинаковым. Таким образом, "дисперсия", или изменение времени распространения различных мод, сводится к минимуму, а ширина полосы пропускания волокна увеличивается.

Точный расчет показывает, что разброс групповых скоростей мод различного индекса в таком волокне существенно меньше, чем в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления.

В плоском волноводе при достаточно малом d условие (1.6) выполняется только для $m = 0$. В таком волноводе может распространяться только мода самого низкого порядка. Из (1.8) положив $m = 1$ найдем границу появления второй моды. Тогда условие

$$(2d/\lambda)NA \leq 1 \quad (1.15)$$

обеспечивает одномодовый режим работы. Волновод или волокно, которые могут поддерживать распространение только моды самого низкого порядка, называются *одномодовыми волноводами* или волокнами. Одномодовый волновод можно получить, сделав либо d , либо NA достаточно малыми.

В круглых волноводах (волокнах) аналогичным образом можно обеспечить распространение только моды низшего порядка выбором радиуса сердцевины a или числовой апертуры. Соответствующее условие имеет вид:

$$V = (2\pi a/\lambda)NA \leq 2.4. \quad (1.16)$$

Выводы

Таким образом, в волокне с относительно большим диаметром сердцевины (50 мкм и больше) при освещении его светом с произвольной длиной волны λ возбуждается большое число мод распространения. Каждая мода распространения волокна характеризуется не изменяющимся вдоль волокна распределением интенсивности в поперечном сечении, постоянной распространения β , а также фазовой V_F и групповой V_G скоростями распространения вдоль оптической оси волновода. Постоянные распространения β , фазовые V_F и групповые V_G скорости зависят от индекса моды и различны для разных мод распространения. Из-за различия фазовых скоростей мод волновой фронт и распределение поля в поперечном сечении изменяются вдоль оси волокна.

Из-за различия групповых скоростей мод (им можно поставить в соответствие скорость распространения проекций световых лучей в приближении геометрической оптики) световые импульсы расширяются и это явление называется межмодовой дисперсией.

В одномодовом волокне существует только одна мода распространения, поэтому такое волокно характеризуется постоянным распределением поля в поперечном сечении, в нем отсутствует *межмодовая дисперсия* и оно может передавать излучение с очень широкой полосой модуляции, ограниченной только другими видами дисперсии (см. раздел 2.с).

Увеличение длительности светового импульса в результате совместного действия нескольких видов дисперсии, как правило, может быть записано в виде:

$$\Delta T_{OUT} = \sqrt{(\Delta T_{IN})^2 + (\Delta T_{mm})^2 + (\Delta T_{hr})^2 + (\Delta T_{PMD})^2} , \quad (1.17)$$

где ΔT_{OUT} и ΔT_{IN} - длительности выходного и входного импульсов соответственно, ΔT_{mm} , ΔT_{hr} и ΔT_{PMD} - уширение импульсов под действием межмодовой, хроматической и поляризационной модовой дисперсий соответственно.