

Федеральное агентство по образованию

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Л. Б. Лиокумович

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Часть 1. Волоконно-оптические интерферометры

Санкт-Петербург

Издательство Политехнического университета

2007

УДК 53.082.54
ББК 22.34
Л 60

Рецензенты:

Доктор технических наук, член оптического общества Америки (OSA),
директор ООО «Технощит СПб» В. А. Григорьев

Доктор технических наук, ведущий научный сотрудник ФГУП «НИТИОМ
ВНЦ «ГОИ им. С. И. Вавилова» М. А. Ероньян

Л. Б. Лиокумович. Волоконно-оптические интерферометрические измерения.
Ч. 1. Волоконно-оптические интерферометры. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та,
2007. 110 с.

Монография посвящена рассмотрению принципов функционирования и наиболее актуальных проблем практической реализации измерительных устройств на базе волоконно-оптических интерферометров.

Первая часть содержит описание базовых принципов функционирования волоконных интерферометрических измерительных устройств, анализ обобщенных выражений для сигналов интерферометров разных типов в случае высококогерентных и низкокогерентных источников, передаточных и спектральных передаточных функции интерферометров, свойств интерференционных сигналов при модуляции разности фаз интерферирующих лучей.

Монография предназначена для студентов и аспирантов, интересующихся вопросами волоконных измерительных устройств и систем, а также для специалистов, разрабатывающих волоконно-оптические датчики или занимающихся вопросами, связанными с интерференционными явлениями в волоконно-оптических устройствах.

Ил.36. Библиогр.: 22 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

ISBN 5-7422-1665-3

© Лиокумович Л.Б., 2007

© Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет, 2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Часть 1. Волоконно-оптические интерферометры	
1.1. Интерференция световых волн и традиционные Интерферометрические схемы.....	9
1.1.1.Интерференция световых волн	9
1.1.2. Классические оптические интерферометрические схемы	16
1.2. Основные типы волоконных интерферометров.....	30
1.2.1. Волоконные световоды в интерференционных схемах	30
1.2.2. Волоконные разветвители.....	34
1.2.3. Волоконный интерферометрические схемы (аналоги классических схем).....	39
1.2.4. Специальные волоконные интерферометры.....	42
1.2.5. Особенности волоконных интерферометров.....	44
1.3. Сигналы волоконных интерферометров.....	49
1.3.1. Сигнал волоконного интерферометра.....	49
1.3.2. Сигнал волоконных (одномодовых) интерферометров в случае квазимонохроматического источника.....	53
1.3.2.1. Сигнал двухлучевых интерферометров.....	53
1.3.2.2. Сигнал многолучевых интерферометров.....	59
1.3.3. Сигнал волоконных (одномодовых) интерферометров в случае низкокогерентного источника.....	66
1.3.3.1. Сигнал двухлучевых интерферометров.....	68
1.3.3.2. Сигнал многолучевых интерферометров.....	71
1.3.4. Сигнал интерферометров на многомодовом волокне.....	73
1.3.5. Интерференционный сигнал при модуляции аргумента	76

1.3.5.1. Гармоническая модуляция аргумента интерференционного сигнала.....	76
1.3.5.2. Пилообразная модуляция	89
1.3.6. Сигнал волоконного интерферометра Маха-Цендера с учетом флуктуаций параметров излучения.....	93
1.3.6.1. Феноменологическая модель процессов в интерферометре.....	94
1.3.6.2. Поле световой волны в различных точках интерферометра.....	95
1.3.6.3. Интенсивность выходной световой волны интерферометра.....	97
1.3.6.4. Фаза интерференционного сигнала.....	98
1.3.6.5. Аддитивная составляющая и амплитуда интерференционного сигнала.....	100
1.3.6.6. Свойства сигнала интерферометра Маха-Цендера...	102
Литература к части 1.....	107

Предисловие

Явление интерференции оптических волн уже сотни лет привлекает внимание специалистов как инструмент, позволяющий осуществлять измерения физических величин с высокой, зачастую рекордной точностью и разрешающей способностью. Оптические интерферометры стали базой, как для уникальных научных измерений, так и для разнообразных широко-применяемых устройств и приборов.

С развитием волоконной оптики и формированием такого научно-технического направления, как разработка и создание волоконных датчиков, появился особый класс оптических интерферометров – волоконно-оптические интерферометры, которые открывают новые возможности для построения измерительных устройств и систем. Несмотря на признанные высокие потенциальные возможности и различные привлекательные свойства волоконно-оптических интерферометрических (фазовых) датчиков, создание эффективных и надежных практических устройств и приборов связано с большим количеством специфических вопросов и проблем, что затрудняет их практическое внедрение таких датчиков. Тем не менее, сохраняется высокий интерес к возможности реализации разных практических волоконных интерферометрических устройств и их применению для самых разных измерительных задач: регистрации колебаний температуры и давления, детектирования акустических сигналов, вибраций и ускорений, электромагнитных волн и т.д.

На данный момент существует много книг и обзорных статей по волоконно-оптическим методам измерений и датчиковым устройствам. Практически во всех таких материалах уделяется внимание датчикам на основе волоконных интерферометров. Однако комплексное рассмотрение, объединяющее как теоретические основы и принципы

функционирования волоконно-оптических интерферометров, так и совокупность вопросов и проблем, возникающих при создании реальных волоконных интерферометрических измерительных систем, требует отдельного специального описания и в литературе фактически отсутствует. Данная работа является попыткой специального объединенного рассмотрения указанных вопросов, включающего как общеизвестные традиционные материалы по интерференции оптических волн, так и специальные материалы по волоконно-оптическим устройствам, в том числе и научные результаты, полученные автором.

Полноценное изложение принципов функционирования и наиболее актуальных проблем практической реализации измерительных устройств на базе волоконно-оптических интерферометров требует значительного объема материалов и определенного их структурирования. В связи с этим представляется целесообразным выделить в данной проблематике четыре темы, требующие последовательного рассмотрения.

- Волоконно-оптические интерферометры;
- Волоконный интерферометрический чувствительный элемент;
- Регистрация и обработка сигнала волоконных интерферометров;
- Перспективные направления развития волоконно-оптических интерферометрических систем и измерителей.

Первая тема связана с общими принципами функционирования интерферометров и особенностями реализации интерференционных схем на основе оптических световодов.

Второе направление требует рассмотрения работы чувствительных элементов волоконных интерферометрических датчиков, анализа фазовой чувствительности световодов и интерферометров к различным

внешним возмущениям, описания основных методов создания конструкций чувствительных элементов волоконно-интерферометрических измерителей.

Третье тематическое направление связано с одним из ключевых вопросов практической реализации волоконных интерферометрических измерителей – способами приема и обработки интерференционного сигнала для регистрации измеряемого воздействия, а так же анализу разрешающей способности волоконного интерферометрического измерителя.

И, наконец, четвертая тема связана с усложненными структурами волоконных интерферометрических измерительных систем, которые представляются наиболее перспективными для практического внедрения. Это дистанционные волоконно-оптические интерферометрические датчики, системы с мультиплексированием волоконных интерферометрических чувствительных элементов. Это системы на основе межмодовой интерференции, «белосветные» интерферометрические схемы, волоконные интерферометры в системах квантовой криптографии, волоконные интерферометрические датчики на основе когерентных рефлектометров.

Данное пособие содержит рассмотрение первой из указанных тем и посвящено базовым принципам функционирования волоконных интерферометрических измерительных устройств. Формируемые в таких устройствах интерференционные колебания рассматриваются как сигнал волоконного интерферометра. Подробно анализируются как обобщенные выражения для сигналов интерферометров разных типов в случае высококогерентных и низкокогерентных источников, передаточные и спектральные передаточные функции интерферометров, так и свойства интерференционных сигналов при модуляции разности

фаз интерферирующих лучей. Несмотря на то, что анализ ориентирован на описание волоконно-оптических интерферометрических систем, многие соотношения, выражения, характеристики и свойства интерферометров и интерференционных сигналов, рассматриваемые в первой части монографии справедливы и для оптических интерферометров на основе обычной «объемной» оптики.

При изложении материалов был выбран стиль, характерный для классического радиофизического подхода к описанию и анализу систем, но, по возможности с максимальной простотой и наглядностью. Пособие предназначено для студентов и аспирантов, интересующихся вопросами волоконных измерительных устройств и систем, а так же для специалистов разрабатывающих волоконно-оптические датчики или занимающимися вопросами, связанными с интерференционными явлениями в волоконно-оптических устройствах.

1.1. Интерференция световых волн и традиционные интерферометрические схемы

1.1.1. Интерференция световых волн

Явление, возникающее при наложении двух или нескольких волновых колебаний и заключающееся в формировании устойчивого чередования областей повышения и понижения интенсивности, называют **интерференцией**. Пространственное распределение результирующей интенсивности не соответствует сумме интенсивностей исходных волн и меняется при изменении их начальных фаз. Со степенью проявления интерференции тесно связано понятие о когерентности волновых колебаний. Приборы, которые создают для формирования интерференции волн, ее наблюдения и проведения измерений на основе интерференционных явлений называют **интерферометрами**.

Для анализа особенностей работы волоконных интерферометров необходимо сначала рассмотреть основные положения интерференционных явлений и общие принципы работы традиционных объемных оптических интерферометров.

Интенсивность света определяется как среднее значение энергии, переносимой световой волной за единицу времени через поверхность, нормальную к направлению распространения волны, деленное на площадь поверхности [1]. Вследствие нормировки на площадь, в общем случае интенсивность относится к точке пространства (подразумевается

предельный переход с элементарной площадкой dS вокруг заданной точки). Для плоской световой волны

$$I = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \langle E^2 \rangle = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \langle H^2 \rangle, \quad (1.1)$$

где c – скорость света (в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с), ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, μ – магнитная проницаемость среды, E и H – абсолютные величины векторов напряженности электрического поля и магнитного поля. Символ $\langle \rangle$ обозначает усреднение по времени некоторой постоянной времени τ . Полагается, что усреднение должно проводиться за время много большее, чем период колебаний поля

$$\tau \ll 1/\nu, \quad (1.2)$$

где ν – частота колебания поля (оптическому диапазону характерны частоты порядка сотен ТГц).

На практике прямой регистрации подвергается не интенсивность, а мощность светового потока P , поступающая на чувствительную площадку фотодетектора $S_{\text{фд}}$. В этом случае, время усреднения определяется временем реакции детектора (полосой частот детектора) и условие (1.2) заведомо выполняется. Величина $I = P/S_{\text{фд}}$ соответствует средней по площадке фотодетектора интенсивности волны.

Если время усреднения определено, то интенсивность можно в общем случае рассматривать как изменяющуюся величину $I=I(t)$ с характерным временем изменений превышающим τ .

С учетом (1.1), при рассмотрении интенсивности в одинаковых средах часто в качестве меры интенсивности рассматривают [1, 2] величину $\langle E^2 \rangle$, которая отличается от строгого определения фиксированной константой.

Ввиду важности понятия интерференции для анализа, проводимого в данной работе, рассмотрим ряд примеров проявления интерференции и характеристик, связанных с этим явлением.

Прежде всего, рассмотрим **интерференцию при наложении двух монохроматических световых волн** одинаковой частоты. Пусть в некоторой точке происходит наложение двух световых волн, которые можно полагать плоскими и монохроматическими. Электрические поля E_1 , E_2 этих волн можно записать в виде двух гармонических колебаний с фиксированными параметрами

$$E_1 = E_{m1} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = E_{m2} \cdot \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (1.3)$$

В силу принципа суперпозиции электромагнитных полей и полагая, что поляризации волн согласованы, суммарное поле получим опять в виде гармонического колебания

$$E = E_m \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (1.4)$$

где амплитуда суммарного колебания задается выражением

$$E_m^2 = E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2 \cdot E_{m1} \cdot E_{m2} \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.5)$$

Как говорилось выше, в одной и той же среде интенсивность плоской волны с точностью до фиксированной константы совпадает с $\langle E^2 \rangle$, следовательно (1.5) можно переписать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.6)$$

Последнее слагаемое в (1.6) – т.н. «интерференционное» слагаемое – демонстрирует результат явления интерференции, при котором суммарная интенсивность при наложении двух монохроматических волн претерпевает колебания в зависимости от разности начальных фаз волн.

Для суперпозиции нескольких монохроматических волн аналогичным образом можно получить

$$I = \sum_i I_i + 2 \cdot \sum_{\substack{i \\ i \neq k}} \sum_k \sqrt{I_i \cdot I_k} \cdot \cos(\varphi_i - \varphi_k), \quad (1.7)$$

где первая сумма – сумма интенсивностей исходных волн, а двойная сумма описывает действие интерференции.

Уровень проявления интерференции характеризует **видность (функция видимости, контраст)**

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.8)$$

где I_{\max} , I_{\min} – значения результирующей интенсивности соседних точках ее максимума и минимума. Для случая двух монохроматических волн $I_{\max} = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2}$, $I_{\min} = I_1 + I_2 - 2(I_1 I_2)^{1/2}$. Видность интерференционной картины в этом случае зависит только от соотношения интенсивностей исходных волн и определяет глубину модуляции интенсивности вследствие интерференции

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2\sqrt{(I_1/I_2)}}{(I_1/I_2) + 1}, \quad I = (I_1 + I_2) \cdot (1 + V \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2)). \quad (1.9)$$

Проявление интерференции становится более сложным при суперпозиции двух квазимонохроматических волн. Рассмотрим две квазимонохроматические плоские волны, как квазигармонические функции с изменяющимися амплитудами и фазами

$$E_1 = E_{m1}(t) \cdot \sin(\omega t + \varphi_1(t)), \quad E_2 = E_{m2}(t) \cdot \sin(\omega t + \varphi_2(t)). \quad (1.10)$$

Усредненный за время измерения τ квадрат суммарного поля можно записать в виде

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t E^2(x) dx = \langle E_{m1}^2 \rangle + \langle E_{m2}^2 \rangle + 2 \cdot \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t E_{m1}(x) E_{m2}(x) \cdot \cos(\varphi_1(x) - \varphi_2(x)) dx \quad (1.11)$$

Если изменение параметров колебаний (1.10) происходит достаточно медленно, так что в течение промежутка τ их можно считать практически не изменяющимися, то согласно (1.11) получим

$$I(t) = I_1(t) + I_2(t) + 2 \cdot \sqrt{I_1(t) \cdot I_2(t)} \cdot \cos(\varphi_1(t) - \varphi_2(t)). \quad (1.12)$$

Этот результат соответствует (1.6) с учетом изменения параметров во времени.

Возможно обратная ситуация, когда флуктуации параметров таковы, что в результате усреднения за время измерения τ последнее слагаемое в (1.11) становится пренебрежимо малым, и результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей исходного колебания

$$I = I_1 + I_2. \quad (1.13)$$

Соотношение (1.13) соответствует случаю отсутствия интерференции.

Так же можно привести пример наложения двух монохроматических волн, но с отличающимися частотами

$$E_1 = E_{m1} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1), \quad E_2 = E_{m2} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2). \quad (1.14)$$

Отличие частот так же влияет на интерференцию. Представим вторую волну как колебание с частотой ω_1 и нарастающей во времени фазой $(\omega_2 - \omega_1)t + \varphi_2$. Тогда, согласно (1.11), в общем случае можно записать результирующую интенсивность в виде

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \Delta\omega x) dx = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \frac{\sin(\tau\Delta\omega/2)}{\tau\Delta\omega/2} \cos(\Delta\omega t + \varphi_1 - \varphi_2 - \tau\Delta\omega), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $\Delta\omega = (\omega_2 - \omega_1)$.

При условии достаточно малой разности частот исходных волн $\Delta\omega \ll 2/\tau$, получим

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\Delta\omega t + \varphi_1 - \varphi_2 - \Delta\omega\tau), \quad (1.16)$$

что соответствует частному случаю общего выражения (1.12). Если выполняется обратное условие волн $\Delta\omega \gg 2/\tau$, то множитель вида $\sin(x)/x$ в (1.15) устремиться к нулю, и мы получим сумму интенсивностей (1.13).

Как видно из (1.11), способность двух (или нескольких) световых волн интерферировать зависит не столько от неизменности их параметров, сколько от согласованности их изменения. В математическом смысле такие свойства двух волн описываются с помощью корреляционных функций. В оптике, когда волновые колебания обычно являются квазигармоническими, согласованное протекание колебательных процессов и способность создавать интерференционные явления характеризуют понятием **когерентность**. Согласованно протекающие колебательные процессы называют когерентными, а процессы, у которых флуктуации параметров не связаны – некогерентными.

Еще один часто рассматриваемый случай – две волны, амплитуды которых постоянны, а фазы флуктуируют. В этой ситуации на основании (1.11) получим

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \cos(\varphi_1(x) - \varphi_2(x)) dx \quad (1.17)$$

С учетом того, что исходные колебания являются квазигармоническими (с постоянными амплитудами и флуктуирующими фазами), выражение для результирующей интенсивности может быть представлено в форме

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \gamma \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\langle \varphi_1 - \varphi_2 \rangle), \quad (1.18)$$

где γ – коэффициент, характеризующий когерентность волн. В математическом представлении коэффициент γ связан с амплитудой

нормированной взаимной корреляционной функции колебаний. Его называют **степенью когерентности** [4, 5]. Видность интерференции пропорциональна степени когерентности волн

$$V = \gamma \cdot \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} = \gamma \cdot \frac{2\sqrt{(I_1/I_2)}}{(I_1/I_2) + 1}. \quad (1.19)$$

Если разность фаз сохраняется постоянной в течение времени усреднения τ , т.е. изменения начальных фаз волн происходят согласованно, то волны можно полагать когерентными, $\gamma \rightarrow 1$ результат будет соответствовать (1.6). Если за время усреднения разность фаз флуктуирует, то в результате усреднения интерференционная составляющая может снижаться вплоть до практически полного отсутствия интерференционных колебаний. В последнем случае волны являются некогерентными, $\gamma \rightarrow 0$ и результирующая интенсивность равна суммарной интенсивности, как в (1.13). Промежуточный случай, когда значение γ нельзя считать ни пренебрежимо малой, ни близкой к единице относят к случаю «частично когерентных» волн. Или, когда коэффициент γ мал, говорят о «слабокогерентных» волнах.

Еще одним важным условием проявления интерференции световых волн является их поляризация. При рассмотрении всех примеров полагалось, что интерферирующие волны одинаково поляризованы. Однако в общем случае это может быть не так. Если волны поляризованы по-разному или имеют поляризацию одного типа, но по-разному ориентированную, то сложение их полей и нахождение среднего квадрата модуля E будет происходить иначе, чем при рассмотренном тригонометрическом сложении. Рассмотрение интерференции волн с учетом их разной поляризации выходит за рамки данной работы. Отметим только, что различие в состоянии поляризации

световых волн приводит к снижению контраста интерференции V . Если же волны имеют одинаковые, но ортогонально ориентированные состояния поляризации то $V=0$ и интерференции не наблюдается. *Далее, при рассмотрении интерферометров предполагается, что предприняты меры для обеспечения согласования интерферирующих волн по поляризации.*

1.1.2. Классические оптические интерферометрические схемы

Для наблюдения интерференции необходимо получить хотя бы две разные световых волны, которые были бы когерентными (частично когерентными). Волны двух независимо работающих оптических источников практически всегда оказываются не когерентны, поскольку процессы генерации независимых источников не могут быть достаточно синхронны без применения для этого специальных дополнительных мер. Поэтому в большинстве случаев для получения оптической интерференции используют волны одного источника. При этом возможность наблюдения интерференции и получения когерентных волн зависит от параметров источника, прежде всего монохроматичности и геометрической структуры.

Для создания интерференционных эффектов, наложению подвергаются две волны (или несколько волн), которые либо формировались из разных точек исходной волны источника, либо из одной точки, но в разные моменты времени, либо имеют место оба отличия. Указанные принципы обычно иллюстрируют на примере двух типов схем формирования интерференции: схема с «делением фронта» волны источника (рисунок 1.1, а) и с «делением» амплитуды волны источника (рисунок 1.1, б). В схеме с делением фронта в области наблюдения интерференции (И) накладываются волны из разных

областей фронта исходной волны, сформированные в один и тот же момент времени и выделяемые с помощью экрана (Э). При делении амплитуды локальная область фронта разделяется в пространстве на две волны с помощью делительного зеркала ($З_1$). Затем они совмещаются (на показанной схеме для этого используется зеркало $З_2$), но разность геометрических путей волн приводит к разности задержек Δt . Поэтому интерферируют волны, сформированные в разные моменты времени.

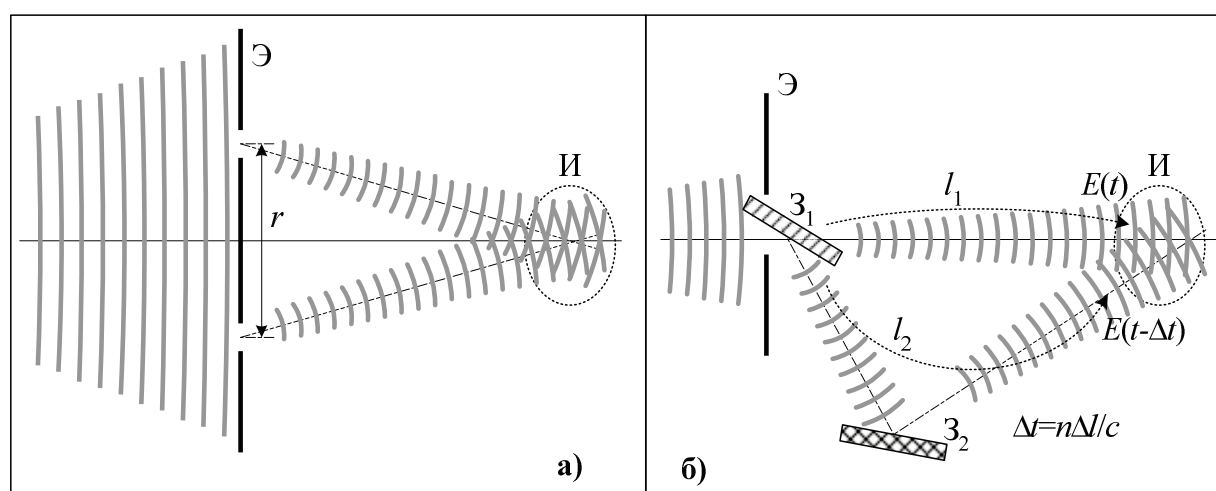


Рисунок 1.1. Схемы формирования интерференции с делением фронта (а) и с делением амплитуды (б) волны.

Примеры, когда интерферирующие волны созданы в разных точках фронта исходной волны и в разные моменты времени показаны на рисунке 1.2.

Для реальных квазимонохроматических источников света колебания в разных точках фронта волны, так же как и колебания в одной точке, но в разное время могут быть частично когерентны или даже некогерентны. В этом смысле рассматривают **временную** и **пространственную когерентность источника** света. Первая характеризует время, в течение которого создаваемые квазиточечным

источником волны можно полагать когерентными. Вторая характеризует расстояние r между точками волнового фронта монохроматического источника, волны из которых можно считать когерентными с точки зрения формирования интерференции.

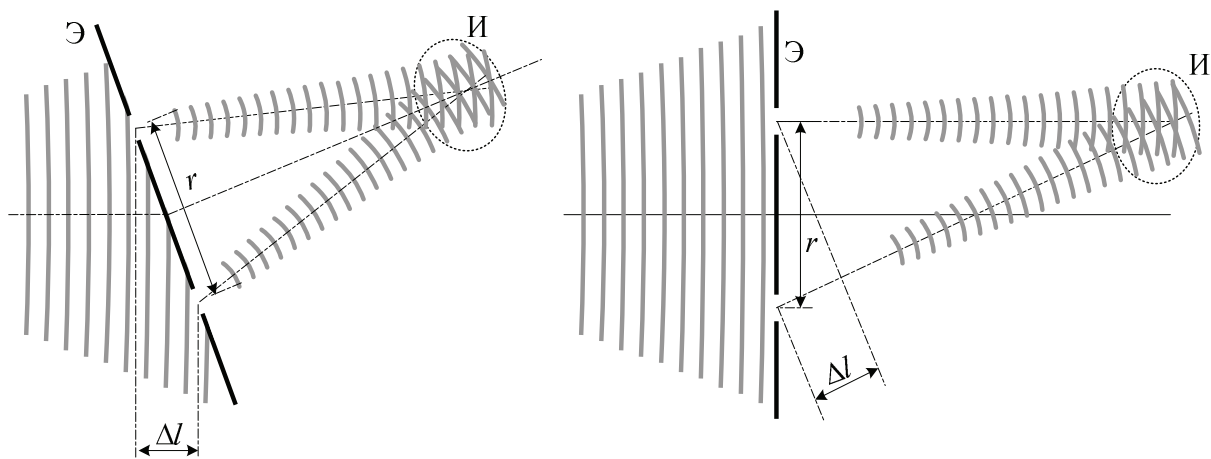


Рисунок 1.2. Формирование интерференции волн от разных точек исходного волнового фронта и созданных в разные моменты времени.

Для получения количественных оценок когерентности источника используют разные критерии и параметры. Обычно в качестве критерия подразумевается определенный уровень снижения видимости интерференционной картины при росте задержки в схеме с делением амплитуды и росте расстояния r в схеме с делением фронта. Например, используют уровень $V/V_{max} = 0,5; 1/e; 0,1$ и т.п. В случае более строгого теоретического подхода [4] аналогичные критерии вводят на основе аппарата корреляционного анализа случайных процессов.

Количественным параметром временной когерентности является **время когерентности** τ_K . Иногда используют **длину когерентности** l_K пропорциональную времени когерентности

$$l_K = \frac{c}{n} \cdot \tau_K, \quad (1.20)$$

где n – показатель преломления среды. Величина временной когерентности оптического источника связана с тем насколько его излучение близко к идеальному монохроматическому свету.

Понятие пространственной когерентности подразумевает достаточную степень монохроматичности излучения и определяется конечными поперечными размерами излучающей поверхности и геометрией оптической системы источника [2, 4, 5]. В качестве количественного параметра пространственной когерентности обычно используют **телесный угол когерентности** θ_K , в котором точки волнового фронта дают когерентные колебания. Такой параметр удобен тем, что не зависит от расстояния до источника. Угол θ_K можно оценить по соотношению [4]

$$\theta_K \approx \lambda^2 / S_{\text{и}}, \quad (1.21)$$

где λ – длина волны излучения, $S_{\text{и}}$ – площадь поверхности источника. При расстоянии r_0 от экрана до источника, расстояние r между точками волнового фронта, излучение которых создает интерференционную картину, можно оценить как

$$r \approx r_0 \cdot \lambda / \sqrt{S_{\text{и}}}. \quad (1.22)$$

Для волоконной интерферометрии в качестве источников используются лазеры, интерферометрические схемы организованы по принципу деления амплитуды, свет распространяется по световодам с достаточно малым поперечным сечением. Поэтому для волоконных интерферометров важна временная когерентность источника. Она, как уже говорилось, связана с тем, что реальный источник не является полностью монохроматическим.

Немонохроматичность источника часто описывают некоторой эффективной^{*)} шириной линии излучения $\Delta\lambda$ или соответствующей шириной спектра излучения $\Delta\nu$. Для примерных оценок можно использовать следующие простые соотношения

$$\tau_k \approx \frac{1}{\Delta\nu}, \quad \Delta\nu = c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad \Delta\lambda = c \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu^2}. \quad (1.23)$$

Далее мы будем рассматривать различные варианты интерферометров или интерферометрических схем. В данной работе оба этих понятия употребляются фактически как синонимы и означают систему, в которой по определенному принципу формируется интерференция световых волн. Но термин **интерферометр** в большей степени подразумевает само устройство, конкретный прибор, создающий интерференцию. Термин **интерферометрическая схема (интерференционная схема)** в большей степени подразумевает принцип, по которому организован, построен интерферометр.

В оптике известно большое количество разных интерференционных схем [1, 2]. Они достаточно разнообразны как с точки зрения их строения, так и с точки зрения используемых видов источников излучения. В общем случае, в результате действия интерферометра в определенной области пространства возникает т.н. **интерференционная картина** представляющая собой чередование светлых и темных областей, образованных вследствие интерференции световых волн. Обычно интерферометр подразумевает, что в этой области находится экран, на котором формируется интерференционная картина, которую можно наблюдать и регистрировать. Часто

^{*)} Чаще всего используют ширину линии по уровню 0,5 от максимума (-3 дБ) или 0,1 от максимального уровня (-20 дБ), однако при использовании $\Delta\lambda$ для примерных оценок эта разница не играет существенной роли.

интерференционная картина на экране представляет собой чередование светлых и темных полос или колец.

Для дальнейшего рассмотрения представляется целесообразным отметить основные классические оптические интерференционные схемы, в которых формируются сонаправленные интерферирующие волны. В этом случае, если установить экран перпендикулярно направлению распространения, то интенсивность основного светового пятна в центре экрана будет меняться в зависимости от геометрических параметров интерферометра, задающих разность фаз интерферирующих волн.

Зависимость выходной интенсивности интерферометра от микроскопических смещений его геометрических параметров (сравнимых с длиной волны света) обусловило широкие возможности использования оптических интерферометров в качестве измерителей физических величин. Для примера кратко рассмотрим традиционные интерференционные схемы Фабри-Перо, Майкельсона, Маха-Цендера.

Схема интерферометра Маха-Ценера показана на рисунке 1.3. Коллимированное излучение источника (находится в точке A) с интенсивностью I_0 разделяется полупрозрачным зеркалом Z_1 на два потока, которые затем совмещаются с помощью второго полупрозрачного зеркала Z_2 . Один поток проходит прямой путь между полупрозрачными зеркалами, другой дополнительно направляется зеркалами Z_3 и Z_4 . Две разных траектории распространения света между точками местом разделения и местом сведения потоков образуют два **плеча** интерферометра (на рисунке «короткое» плечо обозначено как первое, «длинное» плечо – второе). После совмещения два сонаправленных потока интерферируют. Результирующая интенсивность I на выходе зависит от разности фазовых задержек

излучений при прохождении плеч интерферометра, что можно наблюдать в точке регистрации B .

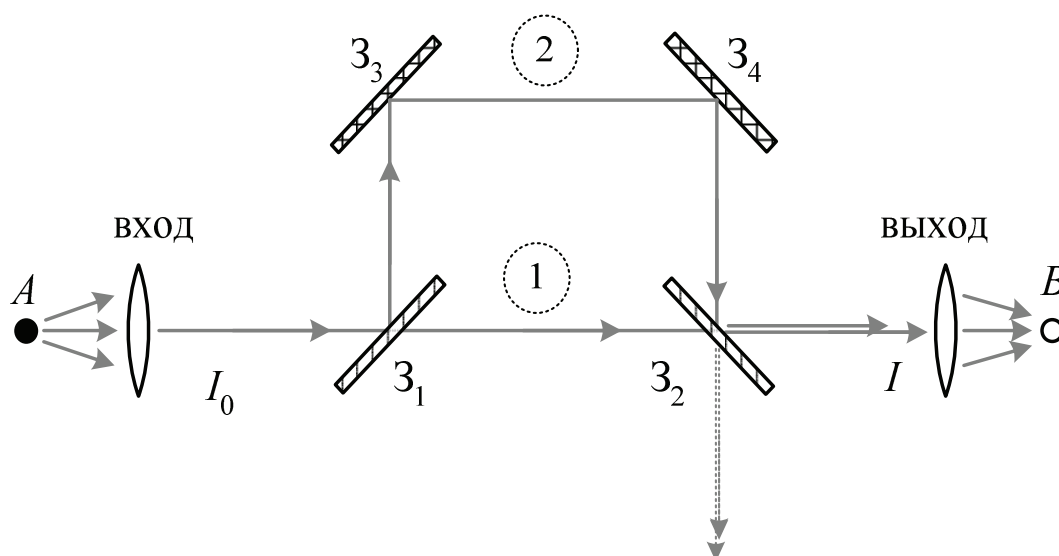


Рисунок 1.3. Интерференционная схема Маха-Цендера.

Хотелось бы подчеркнуть, что принципиальным для схемы Маха-Цендера является разделение светового потока на два плеча в одной точке, а затем совмещение лучей в другой точке, отстоящей по ходу их распространения «вперед». При этом не формируется волна, распространяющаяся обратно к источнику (паразитные отражения в реальных устройствах не рассматриваем). Форма траектории распространения света в плечах интерферометра может быть разной. Например, можно сформировать плечи одинаковой длины, рисунок 1.4, а. Или, если разность длин плеч допустима, то можно сформировать интерферометр Маха-Цендера с помощью только трех зеркал, рисунок 1.4, б.

Схема интерферометра Майкельсона показана на рисунке 1.5. Так же как и в предыдущей схеме, коллимированное излучение источника разделяется полупрозрачным зеркалом $З_1$ на две части. Однако в данной схеме в плечах интерферометра находятся зеркала $З_2$ и $З_3$, которые возвращают лучи обратно. Поэтому совмещение потоков плеч

осуществляется тем же зеркалом $З_1$. Таким образом, в каждом плече интерферометра световой поток проходит одну и ту же траекторию в двух направлениях «вперед» и «назад». В результате интерференции сонаправленных лучей на выходе схемы результирующая интенсивность I зависит от разности фазовых задержек потоков при прохождении плеч.

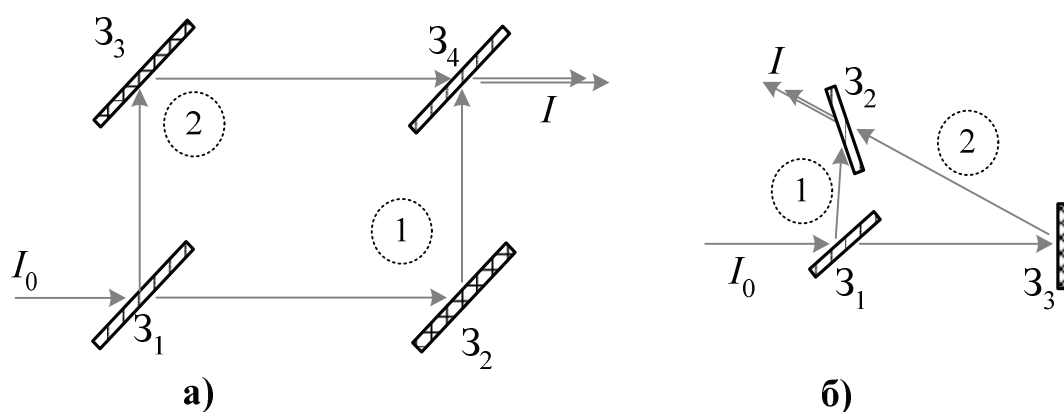


Рисунок 1.4. Разные варианты реализации схемы Маха-Цендера.

В интерференционных схемах Маха-Цендера и Майкельсона интерферируют два световых потока, которые распространяются по двум пространственно разделенным траекториям – плечам интерферометра, после чего совмещаются в пространстве. Поэтому эти интерферометры называют «двухлучевыми» и «двухплечевыми» («двухплечными»).

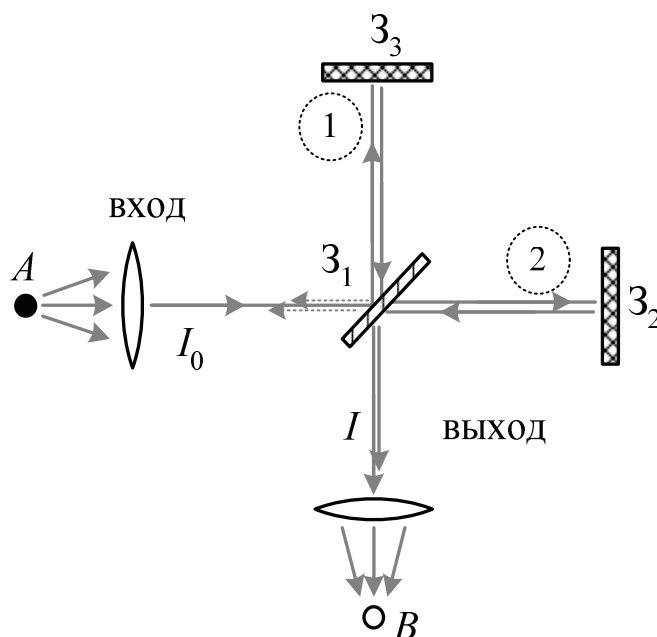


Рисунок 1.5. Интерференционная схема Майкельсона.

Схема интерферометра Фабри-Перо показана на рисунке 1.6. В данной схеме присутствуют два полупрозрачных^{*)} зеркала 3_1 и 3_2 с коэффициентом отражения по интенсивности R , а формирование интерферирующих потоков можно пояснить следующим образом. «Первая» часть исходного излучения проходит оба зеркала и поступает на выход схемы. «Вторая» часть так же проходит 3_1 , переотражается от зеркал 3_2 и 3_1 , и, затем, пройдя 3_2 поступает на выход. Таким образом, вторую часть составляет излучение, прошедшее расстояние l между зеркалами три раза. Далее можно выделить части излучения, прошедшие между зеркалами 5, 7, 9 раз и так далее. В результате на выходе схемы получается суперпозиция лучей с убывающей амплитудой и нарастающей фазовой задержкой (кратной задержке при двойном проходе длины интерферометра l). Выходная интенсивность I формируется за счет многолучевой интерференции и определяется

^{*)} В данном контексте под полупрозрачным зеркалом подразумевается, что некоторая часть излучения зеркалом отражается, а остальная доля излучения пропускается.

разностью фаз при двойном проходе расстояния l .

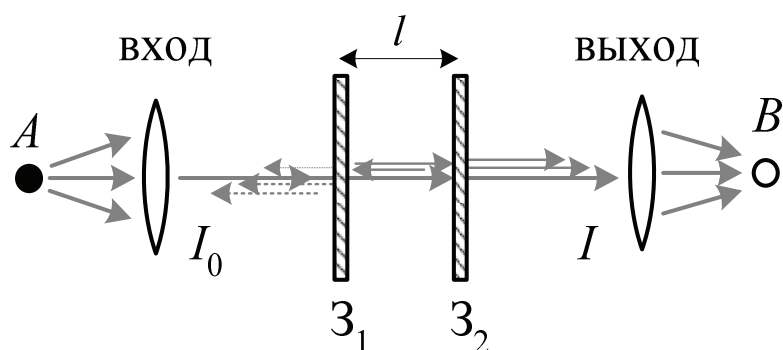


Рисунок 1.6. Интерференционная схема Фабри-Перо.

Отметим, что для перечисленных интерференционных схем можно сформировать не один, а два выхода, изменения интенсивности в которых «противофазно». На рисунках альтернативное выходное излучение интерферометров показано пунктиром. В схемах Майкельсона и Фабри-Перо альтернативным вариантом является работа интерферометра «на отражение». В схеме Маха-Цендера обратного отражения в сторону источника нет, оба выходных направления симметричны по отношению ко входу. Для сопоставления излучения на разных выходах интерферометра необходим анализ с учетом сдвига фазы волны при отражении и прохождении зеркал. Можно показать, что если разность фаз лучей в интерферометре создает максимальную интенсивность в «основном» выходе, то в «инверсном» выходе наблюдается минимум интенсивности и наоборот. Если внутренними потерями оптической мощности в элементах можно пренебречь, то рассмотрение обоих выходов интерференционных схем показывает, что при колебаниях выходной интенсивности интерферометра излучение никуда не «пропадает», оно направляется в альтернативный выход.

Основными количественными параметрами интерферометра являются геометрические длины плеч l_1 , l_2 для двухплечевых интерферометров и расстояние между зеркалами l в интерферометре Фабри-Перо. Эти длины задают один из важнейших параметров интерферометра – **разность хода** лучей Δl , которая для интерферометров Маха-Цендера и Майкельсона составляет

$$\Delta l = |l_1 - l_2|, \quad (1.24)$$

а для интерферометра Фабри-Перо (при перпендикулярном распространении света относительно зеркал)

$$\Delta l = 2l. \quad (1.25)$$

Отметим, что для определения значения выходной интенсивности требуется учитывать значение разности хода с точностью до малых долей длины волны (т.е. малых долей микрона). Иногда рассматривают оптическую разность хода ΔL , или разность фаз интерферирующих лучей $\Delta \varphi$

$$\Delta L = n \cdot \Delta l, \quad \Delta \varphi = 2\pi \cdot \Delta L / \lambda = 2\pi \cdot \Delta L \nu / c \quad (1.26)$$

Так же к базовым параметрам следует отнести коэффициенты отражения (пропускания) полупрозрачных зеркал, которые задают соотношение лучей I_1/I_2 в двухлучевых схемах и соотношение интенсивностей последовательности лучей на выходе интерферометра Фабри-Перо.

Описывать действие интерферометра можно через параметры, характеризующие сформированную интерференцию лучей. Прежде всего, можно рассматривать **передаточную характеристику интерферометра** K – зависимость коэффициента передачи по

интенсивности от разности хода лучей или разности фазовых задержек лучей

$$K(\Delta l) = I(\Delta l)/I_0, \quad K(\Delta \varphi) = I(\Delta \varphi)/I_0. \quad (1.27)$$

При этом остальные параметры схемы (коэффициенты отражения зеркал, а так же частота и когерентность источника) полагаются фиксированными.

Рассматривая изменения частоты (длины волны) входного излучения вводят **спектральную передаточную характеристику интерферометра** $H(\nu)$, которая отличается от K тем, что аргументом является частота, а разность хода подразумевается фиксированным параметром

$$H(\nu) = I(\nu)/I_0. \quad (1.28)$$

Действие интерферометра можно охарактеризовать, значением видности V (выражение (1.8)), которую обеспечивает интерферометр. Иногда результат действия двухлучевых интерферометров характеризуют степенью когерентности γ , введенной в (1.19). Она отражает снижение видности, связанное с соотношением длины когерентности источника и разности хода лучей, по сравнению с максимальным значением видности (1.9) при монохроматическом источнике, которая зависит только от самого интерферометра.

Для интерферометра Фабри-Перо эффективна такая характеристика как **резкость**, которая определяет относительную «узость» интерференционного максимума. Резкость q вводится как

$$q = \Delta \varphi_{0,5}/\pi, \quad (1.29)$$

где величина $\Delta\varphi_{0,5}$ – это сдвиг разности фаз интерферирующих лучей относительно точки максимальной выходной интенсивности, при котором интенсивность принимает значение $0,5 I_{max}$.

Часто употребляемым параметром интерферометров (т.н. «постоянная интерферометра» [3]) является интервал $\Delta\nu_{и}$, равный сдвигу частоты монохроматического источника, при котором интерференционный сигнал сдвигается на одну полосу (т.е. выходная интенсивность меняется, например, от максимума до следующего максимума). Либо используют аналогичную величину в шкале длин волн (по аналогии с терминологией оптических спектральных приборов этот параметр иногда называют зоной свободной дисперсии)

$$\Delta\nu_{и} = c/\Delta L, \quad \Delta\lambda_{и} = \lambda^2/\Delta L. \quad (1.30)$$

Еще раз подчеркнем, что такие параметры как видность (степень когерентности) интерференционной картины, резкость, обеспечиваемые интерферометром, задаются не только самим интерферометром, но и зависят от когерентности излучения источника.

Выражения, описывающие выходную интенсивность I при высокой степени когерентности лучей (когда $l_k \gg \Delta l$), базируются на формуле (1.6) для интерферометров Маха-Цендера и Майкельсона и выражении (1.7) для интерферометра Фабри-Перо. Если когерентность источника недостаточна ($l_k \ll \Delta l$), то интерферометр не будет работать и выходная интенсивность будет постоянна, независимо от разности хода.

При фиксированных параметрах и высокой степени когерентности, зависимости K и H являются периодическими функциями. Если в аргументах этих функций использовать нормировку на 2π для разности фаз интерферирующих лучей, нормировку на длину волны λ для разности хода и на постоянную интерферометра $c/\Delta L$ для частоты, то

обе характеристики совпадут. Типичный вид передаточных характеристик интерферометров с нормированным аргументом показан на рисунке 1.7.

Более подробно передаточные характеристики этих интерференционных схем будут проанализированы при рассмотрении сигналов волоконных интерферометров в разделе 1.2.

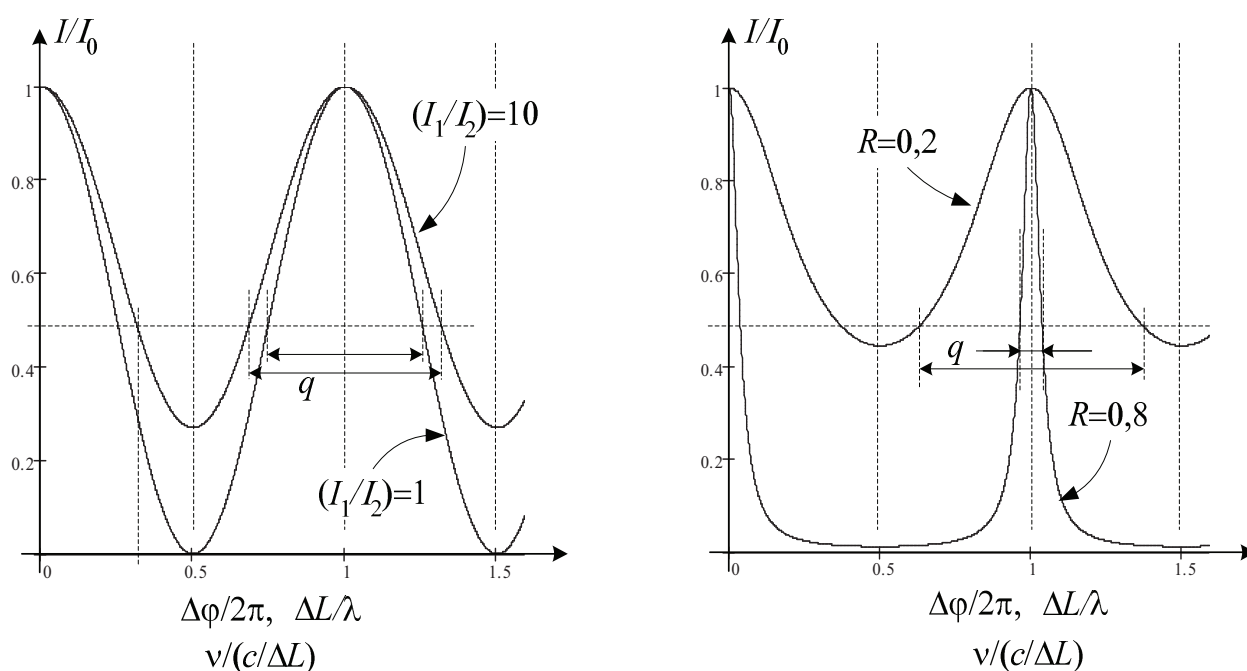


Рисунок 1.7. Примеры передаточных характеристик с нормированным аргументом для двухлучевых интерферометров (слева) и интерферометра Фабри-Перо (справа).

1.2. Основные типы волоконных интерферометров

Новые возможности практической реализации оптических интерференционных схем открылись в связи с возможностью применения волоконных световодов. В результате сформировалось направление волоконно-оптических интерферометрических (фазовых) датчиков [6-15].

Далее приводится анализ принципов работы измерительных схем на основе волоконных интерферометров. При рассмотрении уделяется внимание особенностям волоконных устройств. Однако, поскольку волоконные интерферометры являются аналогами традиционных оптических схем, то многие результаты, многие соотношения и выражения могут быть так же применены и при анализе не волоконных интерференционных схем.

1.2.1. Волоконные световоды в интерференционных схемах

В традиционных оптических интерферометрах лучи между отражающими и делительными зеркалами распространялись в среде, находящейся между этими элементами. Дополнительно направляющей системой могли быть такие элементы как линзы (объективы), призмы и т.п. Данное обстоятельство обуславливало особенности работы интерферометров (причем как положительные факторы, так и ограничения и недостатки). С появлением оптических волокон стало возможным использовать в качестве направляющей среды распространения луча между точками разделения/сведения (либо отражения) световод. Несмотря на то, что общие принципы и закономерности работы интерферометра при этом не меняются, однако значительные особенности волоконных интерферометров обусловили существенное продвижение в развитии прикладных

интерферометрических измерительных систем и появление области научных исследований и разработок, направленных на развитие волоконных интерферометрических устройств.

Оптическое волокно (световод) является цилиндрическим диэлектрическим волноводом оптического диапазона. Световод содержит три основных цилиндрических слоя, рисунок 1.8. Собственно волноводную структуру образуют сердцевина и оболочка, в большинстве случаев они выполнены из кварцевого стекла. Для придания эластичности у световода есть полимерное покрытие. Материалы сердцевины и оболочки отличаются значением показателя преломления, $n_c > n_o$, причем значения n обычно отличаются на доли процента.

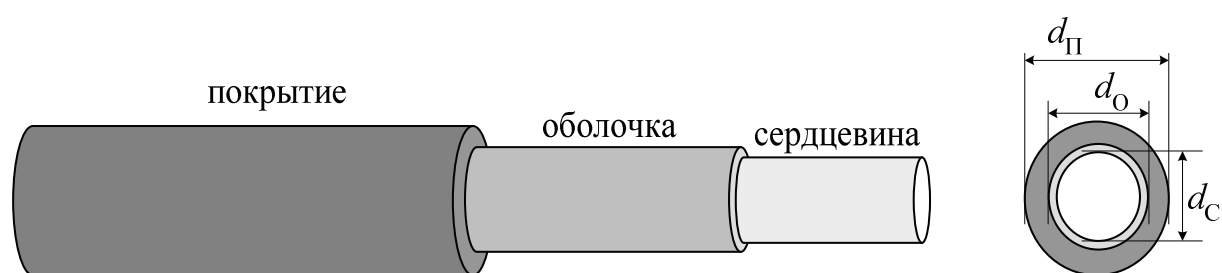


Рисунок 1.8. Структура волоконного световода.

Тройная цилиндрическая структура сердцевина-оболочка-покрытие образует собственно оптическое волокно, как самостоятельный волновод, который можно использовать в различных системах. Однако на практике часто применяют разнообразные дополнительные защитные покрытия волокон, формирующие т.н. волоконно-оптический кабель. Используемые конструкции и структуры волоконного кабеля бывают очень разными по сложности и материалам, в зависимости от условий в которых он должен функционировать. В кабеле может быть заложен как один, так и множество отдельных волоконных световодов.

В волоконном световоде излучение распространяется преимущественно в сердцевине. Однако для такого распространения должны быть соблюдены требования к качеству и параметрам, как сердцевины, так и оболочки. Как волноводы других типов, волоконный световод может работать в **одномодовом** или **многомодовом** режиме [7-9]. В случае многомодового режима распространяемое излучение представляется в виде конечного набора составляющих – **мод**, которые различаются поперечным распределением поля, постоянными распространения и др. характеристиками распространения. При одномодовом режиме распространяется только одна такая составляющая (основная мода) и разброс упомянутых параметров отсутствует. В большинстве задач одномодовый режим является более предпочтительным, однако он требует выполнения более жестких условий на параметры световода.

Волоконные световоды из кварцевого стекла имеют определенные области длин волн с минимумами потерь оптической мощности, так называемые окна прозрачности. Это 0,85 мкм, 1,3 мкм и 1,55 мкм.

Типовые одномодовые световоды для длин волн 1,3/1,55 мкм обычно имеют следующие геометрические параметры: диаметр сердцевины $d_c \approx 10$ мкм, диаметр оболочки $d_o = 125$ мкм, внешний диаметр (первичного покрытия) $d_{\Pi} = 200 - 300$ мкм. Оптические параметры, важные при рассмотрении волоконных интерферометров: коэффициент преломления n (значения обычно в диапазоне $1,48 \div 1,5$), постоянная распространения β ($\beta = 2\pi n / \lambda \sim 10^7$ рад/м), погонный коэффициент затухания α (обычно составляет $1 \div 0,3$ дБ/км в зависимости от длины волны).

Многомодовые световоды обычно имеют аналогичные параметры, но с диаметром сердцевины $d_c \approx 50$ мкм и $d_c \approx 62,5$ мкм.

Волоконные световоды обладают целым рядом достоинств выделяющих их как очень эффективную среду для распространения излучения. К таким свойствам относят:

- Малые потери (обеспечивают возможность работать с большими длинами).
- Малые поперечные размеры и масса.
- Гибкость (обеспечивает придание необходимой формы траектории распространения, возможность необходимой укладки световода в тракте, возможность малых габаритов при большой длине световода).
- Электромагнитная нейтральность (волокно нечувствительно к внешним электромагнитным помехам и само не создает внешних электромагнитных излучений).

При использовании одномодовых световодов в интерференционных схемах важно учитывать поляризационные явления. В обычных, широко применяемых в связи одномодовых световодах, как известно, распространяется только основная мода, моды высшего порядка не распространяются. Однако при более детальном анализе выясняется, что реальное одномодовое волокно не является полностью изотропным одномодовым волноводом. Вследствие внутренних неоднородностей и внешних воздействий возникает т.н. наведенное двулучепреломление, как правило, линейное [6]. Это значит, что формируются две ортогонально линейно поляризованные моды, имеющие разность постоянных распространения. Они называются **поляризационными модами** одномодового световода, а направление их поляризации – **поляризационными осями** волокна. Наведенная анизотропия на разных участках световода имеет случайную величину и направление, а так же меняется от внешних условий. В результате происходит

непредсказуемые трансформации и флуктуации состояния поляризации на выходе, возникает поляризационная дисперсия и т.п. явления.

Для преодоления проблем с поляризацией часто используют специальные световоды, в которых при изготовлении создана значительная анизотропия, задающая определенные направления поляризационных осей волокна. Эти световоды называют **«анизотропными»**, **«двулучепреломляющими»** (ДЛП), **«поляризационно-удерживающими»** (polarization maintaining, PM). В таком ДЛП световоде, который по-прежнему относят к одномодовым световодам, основная мода расщепляется на две независимых поляризационных моды с исходно разными значениями постоянных распространения β (т.н. быстрая и медленная моды) [6, 7, 8]. Наведенная анизотропия от внутренних неоднородностей и внешних воздействий является относительно слабой и не изменяет направлений собственных поляризационных осей ДЛП световода. Поэтому ДЛП световод можно использовать в режиме передачи излучения с сохранением линейной поляризации, если возбудить на входе только одну поляризационную моду.

1.2.2. Волоконные разветвители

Кроме волоконных световодов в плечах интерферометра, ключевыми элементами, формирующими двухплечевой волоконный интерферометр являются **волоконные разветвители**. Они служат для разделения оптического излучения входного световода, а так же сведения излучения волоконных плеч в выходной световод. Они являются аналогом делительных зеркал в классических интерференционных схемах.

Для дальнейшего описания волоконных интерферометров отметим основные свойства волоконных разветвителей двух типов.

1) Для формирования волоконных интерферометров используют т.н. **Х-разветвители**, которые имеют две пары волоконных выводов, рисунок 1.9.

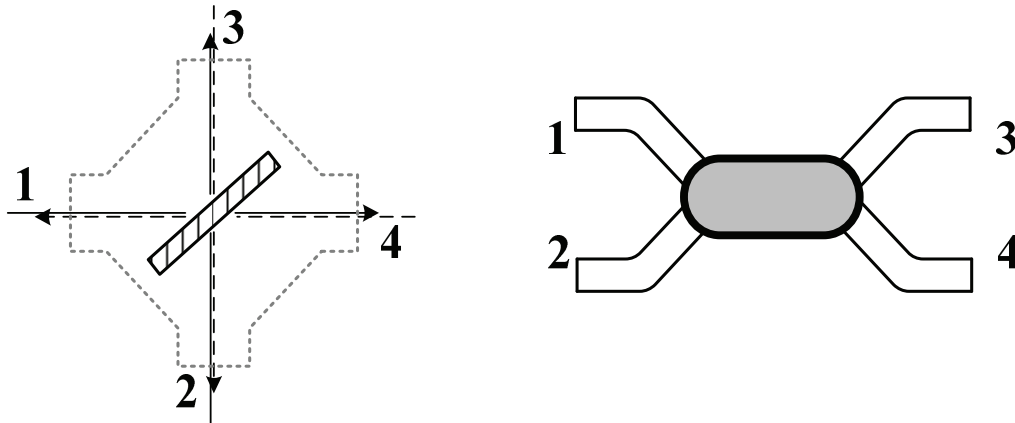


Рисунок 1.9. Волоконный Х-разветвитель (справа) как аналог делительного полупрозрачного зеркала (слева).

Свойства характеризуются коэффициентами передачи k_{ij}

$$I_{j\text{ВЫХ}} = k_{ij} I_{i\text{ВХ}}, \quad (1.31)$$

где $I_{j\text{ВЫХ}}$ — выходная интенсивность на j -ом выводе при входной интенсивности $I_{i\text{ВХ}}$ на i -ом входе и нулевой входной интенсивности на остальных выводах (рисунок 1.10, а). Для идеального Х-разветвителя характерны:

- отсутствие внутренних потерь, т.е. $\sum_j k_{ij} = 1$,
- отсутствие отражений, т.е. $k_{ii} = 0$,
- отсутствие перекрестного прохождения, т.е. $k_{12} = k_{21} = k_{34} = k_{43} = 0$
- симметричность: $k_{ij} = k_{ji}$, и $k_{13} = k_{24} = k_{31} = k_{42}$, $k_{14} = k_{23} = k_{41} = k_{32}$.

Из сказанного следует, что идеальный Х-разветвитель можно охарактеризовать всего одним параметром, например $k = k_{13}$. С учетом

указанных свойств, все остальные не нулевые коэффициенты передачи равны

$$k_{31} = k_{24} = k_{42} = k, \quad k_{14} = k_{41} = k_{23} = k_{32} = 1 - k. \quad (1.32)$$

Эти соотношения поясняет рисунок 1.10.

2) Во многих случаях при формировании волоконных интерференционных устройств нужны разветвители только с тремя волоконными выводами – т.н. «Y-разветвители», рисунок 1.11, а. Один из выводов (на рисунке 1.11 это номер 0) «разделяется» в два других.

Y-разветвитель описывается четырьмя основными коэффициентами, характеризующими передачу интенсивности из нулевого в 1-й и 2-й выводы и наоборот, из 1-го и 2-го в нулевой

$$\begin{aligned} I_{1\text{ВЫХ}} &= k_{01} I_{0\text{ВХ}}, & I_{0\text{ВЫХ}} &= k_{10} I_{0\text{ВХ}}, \\ I_{2\text{ВЫХ}} &= k_{02} I_{0\text{ВХ}}, & I_{0\text{ВЫХ}} &= k_{20} I_{0\text{ВХ}}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Можно так же учесть коэффициенты перекрестной передачи k_{12} и k_{21} , и коэффициенты обратных отражений k_{00} , k_{11} , k_{22} . Но для качественных разветвителей эти коэффициенты достаточно малы, и при анализе принципов работы волоконных интерферометров можно считать, что они равны нулю.

Как правило, разветвители обладают пренебрежимо малыми внутренними потерями и их можно полагать симметричными, т.е. $k_{10} = k_{01}$ и $k_{20} = k_{02}$. Если внутренними потерями в разветвителе можно пренебречь, то

$$k_{01} + k_{02} = k_{10} + k_{20} = 1. \quad (1.34)$$

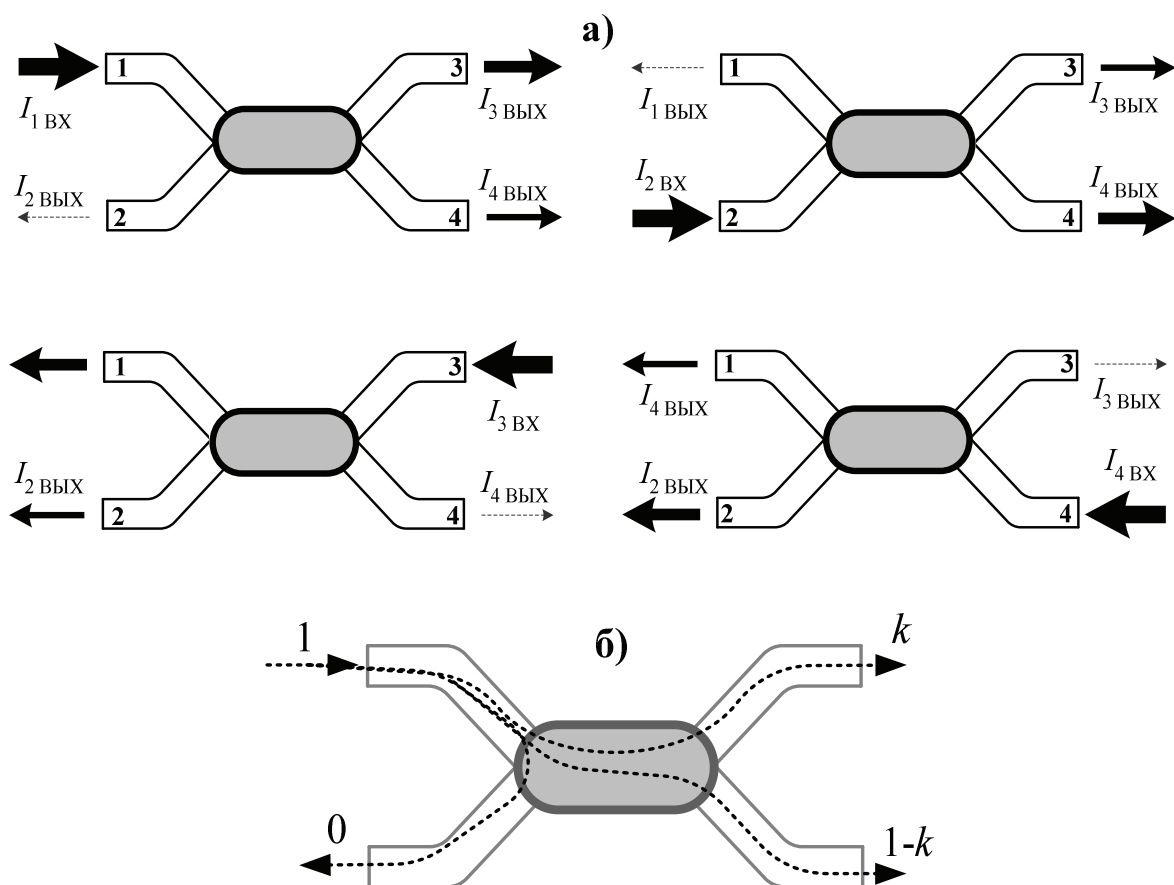


Рисунок 1.10. Направление излучения от одного вывода к другим в идеализированном волоконном X-разветвителе.

В результате идеализированный симметричный Y-разветвитель можно описывать только одним коэффициентом, например $k = k_{01}$. В этом случае (рисунок 1.11, б)

$$k_{10} = k_{01} = k, \quad k_{20} = k_{02} = 1 - k. \quad (1.35)$$

Исходя из (1.35) следует, что Y-разветвитель можно рассматривать как X-разветвитель один вывод которого не используется («заглушен»). Более того, нередко в волоконных схемах вместо Y-разветвителя применяют X-разветвитель, задействовав только три его входа. Однако в последнем случае следует позаботиться, чтобы не используемый вывод был изолирован от поступления внешнего света и не создавал обратных отражений в разветвитель.

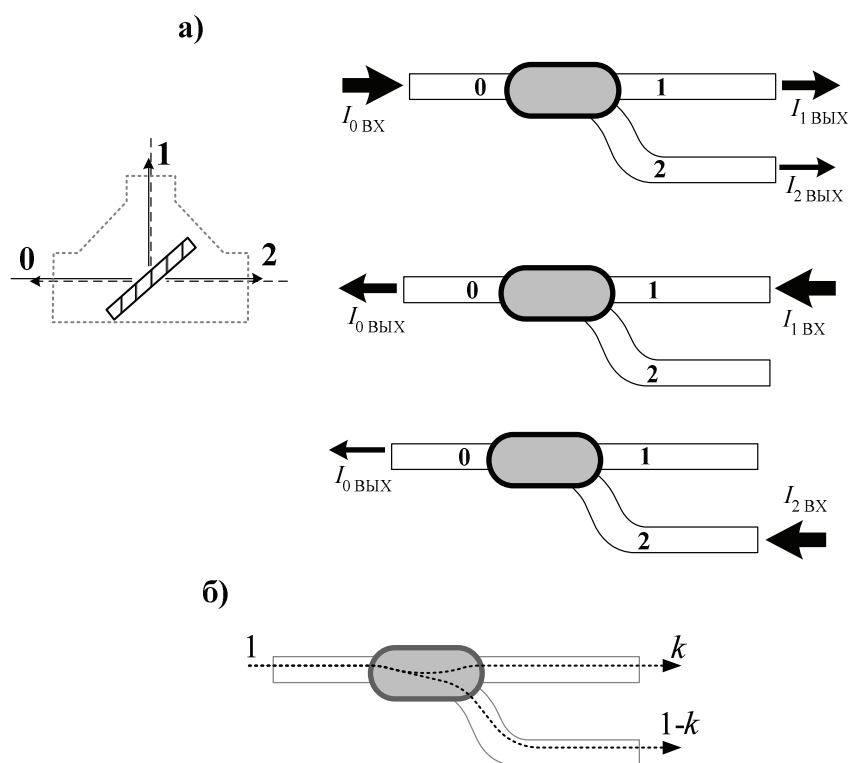


Рисунок 1.11. Направление излучения от одного вывода к другим в идеализированном волоконном Y-разветвителе.

Важным вопросом при работе с разветвителями может быть вопрос о преобразовании состояния поляризации света при прохождении разветвителя и влиянии поляризации на параметры разветвителя [7, 8]. В общем случае коэффициенты деления реального разветвителя могут существенно меняться при изменении состояния поляризации входного излучения, так же как и коэффициенты отражения/пропускания зеркала. Для предотвращения «поляризационного» дрейфа параметров разработаны специальные конструкции т. н. **«поляризационно-независимых разветвителей»** (polarization independent). Это название означает, что коэффициент k не зависит от состояния поляризации входного излучения. Более сложные варианты конструкции разветвителей позволяют обеспечить идентичность состояния

поляризации входного и выходных излучений в волоконных выводах. Такой тип называют «**разветвители, сохраняющие (удерживающие) поляризацию**» (polarization maintaining). Далее при рассмотрении принципов работы волоконных интерферометров, как правило, будем подразумевать применение именно последнего типа разветвителей.

1.2.3. Волоконные интерферометрические схемы (аналоги классических схем)

Наиболее часто встречаемые волоконные интерферометрические схемы показаны на рисунке 1.12. Это волоконный интерферометр Маха-Цендера, волоконный интерферометр Майкельсона, волоконный интерферометр Фабри-Перо, волоконный кольцевой интерферометр, волоконный интерферометр Саньяка. Во всех интерферометрах излучение источника поступает на вход интерферометра по «входному» световоду, а результат действия интерференции представлен через интенсивность излучения в «выходном» световоде. Для разделения/совмещения излучений плеч в двухплечевых схемах или формирования многократных проходов в многолучевых интерферометрах используются волоконные разветвители и полностью отражающие зеркала. Зеркала обычно выполняют в виде многослойного диэлектрического покрытия, напыленного на торец световода.

Первые три схемы являются волоконными аналогами традиционных оптических схем, которые уже были кратко описаны выше (п. 1.1.2). В двухплечевых волоконных интерферометрах зеркала, разделяющие лучи, заменяются на волоконные разветвители. Схема Маха-Цендера использует два Y-разветвителя. Первый разветвитель разделяет свет входного волоконного световода (BC_1) и направляет его в волоконные плечи (BC_1 и BC_2). Второй разветвитель сводит излучения волоконных

плеч в выходной световод (BC_3). В интерферометре Майкельсона только один X-разветвитель, который и разделяет входное излучение в плечи и сводит его в выходной световод. Но необходимы так же зеркала Z_1 и Z_2 . Структура же волоконной интерференционной схемы Фабри-Перо полностью аналогична традиционной схеме: между входным (BC_0) и выходным (BC_2) световодами вставлен основной световод (BC_1) с двумя зеркалами на концах.

Отметим, что в случае волоконных интерферометров разность хода лучей (1.24), (1.25) следует понимать как разность длин волокон плеч или удвоенную длину основного световода в интерферометре Фабри-Перо.

Схемы кольцевого интерферометра и интерферометра Саньяка так же являются аналогами классических оптических интерферометров. Причем волоконный вариант этих схем оказывается более простым по структуре, поскольку требует использования только одного X-разветвителя (оптические схемы имеют как минимум три юстируемых зеркала).

Кольцевой интерферометр является многолучевым интерферометром и привлекателен отсутствием обратного отражения, как и в случае схемы Маха-Цендера. По виду передаточной характеристики он может быть похож на интерферометр Фабри-Перо. Однако он имеет свою специфику (особенности кольцевого интерферометра будут рассмотрены в п. 1.3.2.2).

Отличительной чертой интерферометра Саньяка является отсутствие статической разности хода интерферирующих лучей, так как они проходят одно и то же волокно в разных направлениях. Такой интерферометр сложно использовать для измерения внешних

воздействий, но он оказался эффективным для регистрации вращения интерферометра, т.е. для создания гироскопов.

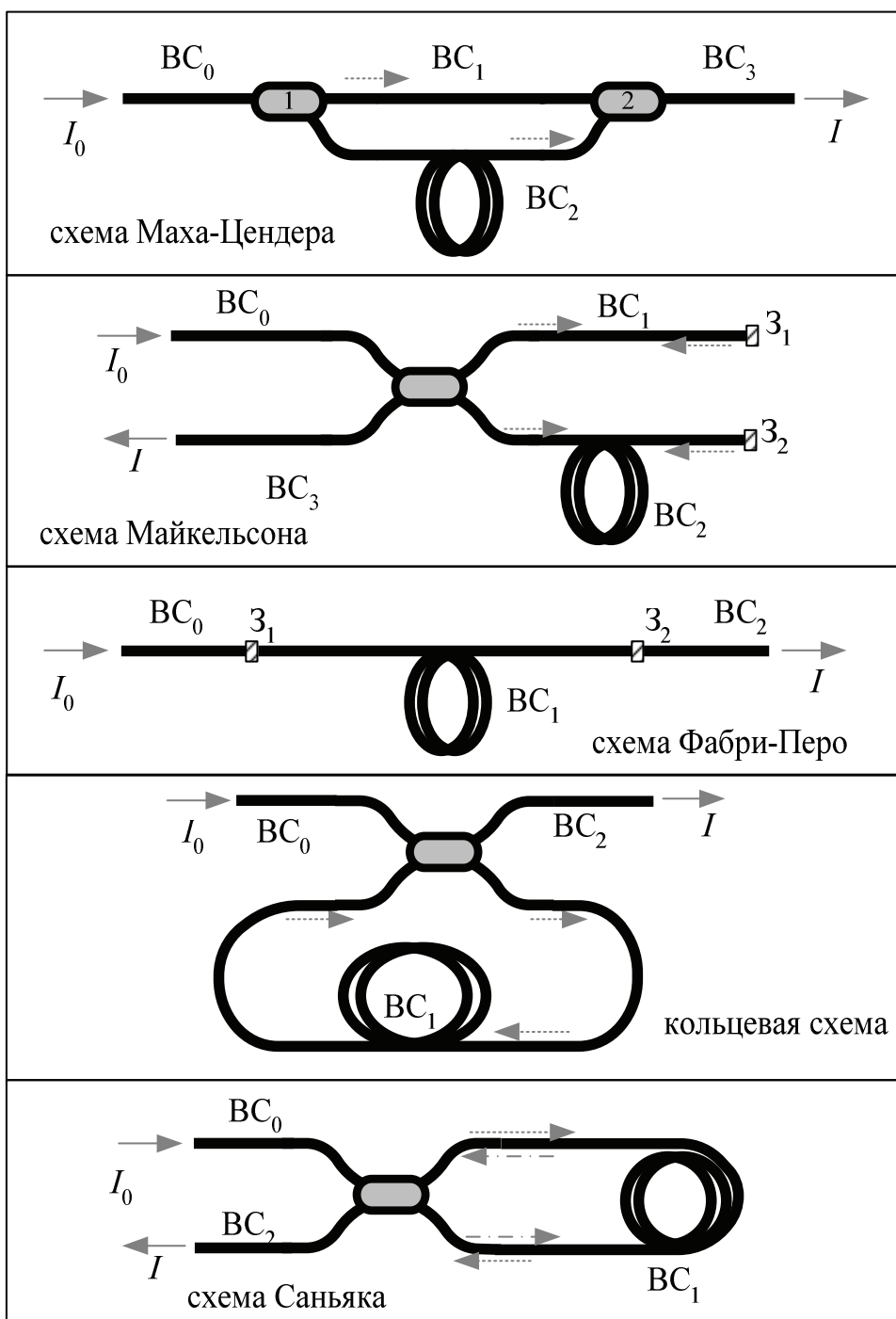


Рисунок 1.12. Основные схемы построения волоконных интерферометров.

1.2.4. Специальные волоконные интерферометры

Кроме указанных типовых интерферометрических схем, на основе волоконных световодов создают и множество других специфичных интерферометров, представляющих интерес для определенных задач. Приведем примеры таких специальных интерференционных схем.

- **Схема т.н. поляризационного волоконного интерферометра** (волоконный интерференционный поляриметр) показана на рисунке 1.13, а. В такой схеме с одномодовым оптическим волокном (ОМ ОВ) [6] используется наведенное воздействием двулучепреломление, при котором на чувствительном участке возникают две поляризационные моды E_x , E_y , имеющие разные фазовые задержки φ_x , φ_y . В результате изменяется состояние поляризации на выходе. Поляризатор преобразует изменения состояния поляризации, вызванные воздействием, в изменения интенсивности I , которые регистрирует фотоприемник. При определенной настройке взаимной ориентации элементов схемы ее работа становится эквивалентной работе двухлучевого интерферометра. Для создания практических датчиковых устройств подобного типа можно использовать в анизотропные световоды. При этом необходимо обеспечить правильное согласование направлений наведенного и исходного двулучепреломления. Интерференционные поляриметры имеют меньшую чувствительность к воздействиям [6], по сравнению с обычными интерференционными схемами, но предполагают малую длину чувствительного участка и относительную простоту оптической схемы.

- **Межмодовый интерферометр** (рисунок 13, б) на основе многомодового оптического волокна (ММ ОВ) использует интерференцию излучений разных мод на выходе многомодового световода [16–18]. Воздействия на волокно вызывают разные сдвиги

фазовых задержек мод φ_i , в результате чего меняется интерференционная картина на выходном торце (т.н. «спекловая» картина). Свойства функций распределений мод таковы, что изменения φ_i (и изменения спекловой картины) не меняет интегральную мощность излучения. Поэтому для выделения интерференционных колебаний выходной интенсивности $I(\varphi_i)$ необходимо диафрагмирование части выходного излучения, рисунок 1.13, б. Межмодовые интерферометры менее чувствительны, чем традиционные схемы и имеют сложный нерегулярный вид передаточной характеристики. Однако они очень просты и за счет определенных методов обработки сигнала могут быть эффективны в системах обнаружения внешних воздействий, таких как системы охраны, сигнализации и т.п. [17, 18].

- Отдельное направление развития интерферометрических устройств основано на использовании т.н. «Белосветных» интерференционных схем [19]. Такое название связано с тем, что принцип работы схемы основан на применении слабокогерентного источника. Типичный вариант подобной схемы содержит два разнесенных интерферометра: сигнальный (подверженный влиянию измеряемых воздействий) и опорный (изолированный от неконтролируемых воздействий), рисунок 1.13 в. Слабокогерентный источник не обеспечивает формирование интерференционных колебаний на выходах интерферометра. Однако если разности хода обоих интерферометров близки, так что $|\Delta L_1 - \Delta L_2| \ll l_K$, то на выходе последовательно соединенных интерферометров будут наблюдаться интерференционные колебания. По этим колебаниям можно определять разность хода в сигнальном интерферометре при перестройке разности хода опорного интерферометра.

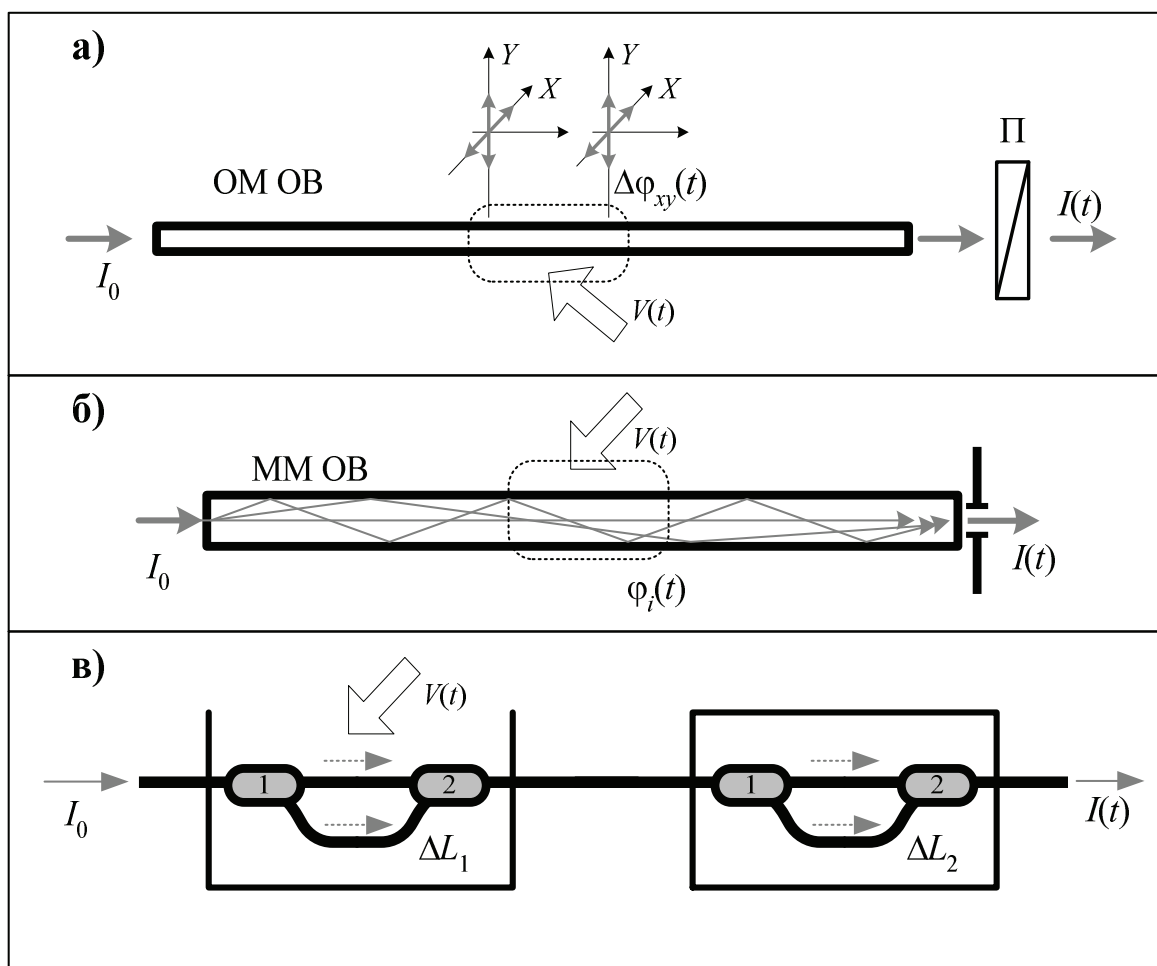


Рисунок 1.13. Упрощенные схемы, показывающие действие поляризационного волоконного интерферометра (а), межмодового интерферометра (б) и «белосветного» интерферометра (в).

1.2.5. Особенности волоконных интерферометров

Следует отметить, что основные принципы работы волоконных интерферометрических схем в существенной мере повторяют принципы действия традиционных оптических интерферометров. Тем не менее, у волоконных схем есть множество особенностей связанных со свойствами оптических световодов и элементной базы волоконной оптики. Учет сложной и многосторонней специфики волоконной интерферометрии особенно важен при разработке эффективных практических устройств. Несмотря на активный многолетний интерес

разработчиков к применению волоконных интерферометрических устройств для измерения физических величин остается много научных и технических проблем связанных с практическим воплощением высоких потенциальных возможностей таких устройств.

В данной работе рассмотрены только общие принципы действия волоконных интерферометров, но и в этом случае использование волоконных световодов в качестве среды распространения оптического излучения обуславливает определенную специфику работы таких схем, их преимущества и ограничения по сравнению с не волоконными аналогами. Сформулируем ряд **достоинств** волоконных интерферометрических схем.

- Использование световодов дает относительную простоту формирования и настройки интерференционной схемы. Волоконные схемы не требуют сложной настройки и юстировки системы направляющих и делительных зеркал, коллимирующих оптических элементов. Для формирования волоконного интерферометра необходимы лишь соответствующие волоконные разветвители и элементы стыковки световодов. Можно возразить, что проблема настройки просто переносится в разветвитель, но эти элементы являются стандартными промышленно выпускаемыми изделиями. В любом случае, использование световода снижает сложности настройки и юстировки. Точкой ввода или вывода света (при стыковке с источником, приемником или в разветвителе) является торец световода, поэтому она может быть четко и одинаковым образом локализована как по положению в пространстве, так и по поперечным размерам.

- Применение в качестве канала распространения луча гибкого световода позволяет создавать сложные не прямые траектории распространения излучения без добавления оптических элементов,

просто путем соответствующей укладки волокна. Кроме того, такой гибкий тракт распространения луча имеет малый поперечный размер. Поэтому существенно возрастает разнообразие конструкций преобразователей, которые можно применять при создании волоконных интерферометров.

- Применение волокна, которое можно наматывать в катушку, позволяет обеспечить протяженную базу интерферометра и длину чувствительного участка (длину взаимодействия) при сохранении относительно небольших общих габаритов чувствительного элемента. Вообще современные волоконно-оптические элементы и узлы отличаются относительно малыми габаритами и массой.

С другой стороны, волоконные интерферометры имеют ряд **особенностей и проблем** не характерных для традиционных оптических интерферометров.

- Почти всегда при применении волоконного интерферометра приходится учитывать дрейф рабочей точки. Дело в том, что фазовая задержка оптического излучения в волокне весьма чувствительна к внешним условиям и, в частности к температуре (см. часть 2). При использовании в интерферометре волокон с длинами в десятки см и более, как правило, невозможно исключить влияние изменения внешней температуры на величину $\Delta\varphi$. За исключением случая, когда температура является измеряемым параметром, такое влияние является паразитным. В результате, при создании устройств на базе волоконных интерферометров приходится учитывать, что рабочая точка интерферометра (величина $\Delta\varphi$) не будет фиксирована, а может претерпевать медленный дрейф значительной величины ($\gg 2\pi$), вызванный изменением внешних условий, прежде всего тепловых.

- При создании волоконных интерферометров можно использовать как одномодовые, так и многомодовые световоды. Наиболее простым с точки зрения работы интерферометра и ее анализа является случай одномодового волокна. Кроме того, именно одномодовые волоконные интерферометрические схемы позволяют получить лучшие характеристики. Поведение и анализ многомодовых волоконных интерферометров более сложны, т.к. многомодовый характер излучения создает более сложные интерференционные явления. В целом при применении многомодовых волокон характеристики получаются хуже, чем в случае одномодовых световодов (особенности работы многомодовых волоконных интерферометров кратко рассмотрены в п. 1.3.4).

- В случае применения в интерферометрах одномодовых волокон также есть ряд проблем связанных с поляризационными явлениями в волокнах. Как уже отмечалось, в обычных одномодовых световодах состояние поляризации на выходе фактически непредсказуемо и может меняться от внешних воздействий. При построении волоконных интерферометров несогласованность и флуктуации состояния поляризации вызывают флуктуации контраста и фединг интерференционных колебаний – т.н. **«поляризационный фединг волоконных интерферометров»**. Одним из основных вариантов преодоления проблемы является применение ДЛП световодов в режиме сохранения линейной поляризации, когда в анизотропном волокне возбуждена и распространяется только одна поляризационная мода [12, 15]. Но и в этом случае при построении реальных интерферометров приходится учитывать проблемы обеспечения достаточной «развязки» поляризационных мод, согласования направлений поляризации при стыковке волоконных элементов и т.д. Эти вопросы не просты и

заслуживают отдельного рассмотрения. Тем не менее, проблемы достижения необходимого поляризационного согласования не изменяют общие принципы функционирования волоконных интерферометров. Поэтому далее в данной работе предполагается использование одномодовых ДЛП световодов, разветвителей сохраняющих поляризацию и обеспечение достаточного поляризационного согласования в волоконных элементах.

1.3. Сигналы волоконных интерферометров

1.3.1. Сигнал волоконного интерферометра

Обычно понятие «сигнал» связывают с некоторой величиной, меняющейся во времени, подразумевая, что эти изменения отражают определенную информацию. Результат действия интерферометра так же может изменяться во времени как следствие тех или иных воздействий на интерферометр, на чем и основаны его измерительные возможности. В этом смысле действие интерферометра уместно описывать в виде сигнала или системы сигналов.

В объемных оптических интерференционных системах после прохождения интерферометра образуется т.н. **интерференционная картина**, в которой присутствуют области с большей и меньшей интенсивностью, возникшие в результате интерференции. Характер этой картины как функции координат и ее изменение определяются геометрическими и оптическими параметрами схемы и их динамикой. Типичный пример – появление на экране за интерферометром картины в виде чередующихся светлых и темных полос (либо колец), которая сдвигается при изменении разности хода лучей. Если определить условия регистрации изменений интерференционной картины или отдельных ее точек, то можно ввести в рассмотрение сигнал (сигналы) интерферометра.

Как уже говорилось, в случае волоконного интерферометра основным результирующим параметром является значение интегральной мощности $P_{\text{вых}}$ оптического излучения на выходе световода, завершающего схему, которая может быть зарегистрирована фотодетектором. Именно эта регистрируемая мощность как функция параметров схемы, в общем случае меняющихся во времени, и задает

выходной сигнал волоконного интерферометра $P_{\text{вых}}(t)$. Эта ситуация аналогична случаю регистрации мощности сфокусированного излучения на выходе традиционного интерферометра, как показано на рисунках 1.3, 1.5, 1.6. При сопоставлении со случаем пространственной интерференционной картины уместна аналогия с детектором, регистрирующем локальную (много меньше ширины интерференционной полосы) область интерференционной картины.

Поскольку результат интерференции традиционно принято описывать в виде изменения интенсивности, то при описании волоконного интерферометра можно ввести среднюю интенсивность $I_{\text{вых}}$ в сечении выходного световода

$$I_{\text{вых}} = P_{\text{вых}} / S, \quad (1.36)$$

где S – эффективная площадь поперечного сечения волокна, в которой сосредоточено распространяющееся излучение, приблизительно равная площади поперечного сечения сердцевины световода.

С учетом сказанного в дальнейшем под **сигналом волоконного интерферометра** (или **интерференционным сигналом**) будем полагать изменения выходной интенсивности, определяемой в (1.36), опуская индекс «вых», т.е. сигнал $I(t)$.

Как правило, основные параметры элементов интерферометра (коэффициенты деления разветвителей и т.п.) и интенсивность источника полагают постоянными. Изменения сигнала интерферометра во времени вызываются, прежде всего, изменением от внешних воздействий разности фаз $\Delta\varphi$ интерферирующих лучей

$$I(t) = I[\Delta\varphi(t)]. \quad (1.37)$$

Конкретный вид сигналов интерферометров будет рассмотрен ниже. В общем случае можно отметить, что интерференционный сигнал как

функция разности фаз $\Delta\varphi$ имеет осциллирующий характер, и, при достаточной когерентности источника становится периодической функцией $\Delta\varphi$. Поэтому сигнал имеет повторяющиеся (во всяком случае, в некотором диапазоне изменения $\Delta\varphi$) экстремумы I_{max} и I_{min} , и при его описании можно использовать понятие **контраста интерференционного сигнала**

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (1.38)$$

Контраст интерференционного сигнала полностью аналогичен понятию видности интерференционной картины (см. п 1.1.1) и отражает глубину модуляции интенсивности света, вносимую интерферометром.

Как уже говорилось, сигнал волоконного интерферометра можно сравнить с изменением интенсивности в точке интерференционной картины объемной оптической схемы, в частности картины чередующихся светлых и темных полос. Поэтому при колебаниях сигнала интерферометра нередко употребляют выражение «**сдвиг**» сигнала и термин «**интерференционная полоса**», соответствующий изменению сигнала от одного максимума (либо минимума) до следующего, т.е. изменению $\Delta\varphi$ на 2π , рисунок 1.14 (левая часть).

При рассмотрении общих принципов формирования сигналов волоконных интерферометров, зависимость $\Delta\varphi$ от времени может не конкретизироваться. Фактически рассматривается все та же передаточная характеристика – зависимость $I(\Delta\varphi)$, которая определяется самой схемой (передаточной функцией (1.27)), и не связана с динамикой воздействий. В этом смысле интерферометр можно рассматривать как преобразователь сигнала $\Delta\varphi(t)$ в регистрируемый сигнал $I(t)$, а зависимость $I(\Delta\varphi)$ как функцию передачи интерферометрического

преобразователя «разность фаз – интенсивность». Поэтому при анализе работы волоконных интерферометров используют такие понятия как **«рабочая точка»**, **«склон характеристики»** и подобные термины, а так же графические построения, принятые при рассмотрении преобразования сигнала $x(t)$ в сигнал $y(t)$ с передаточной характеристикой $y(x)$, рисунок 1.14 (правая часть).

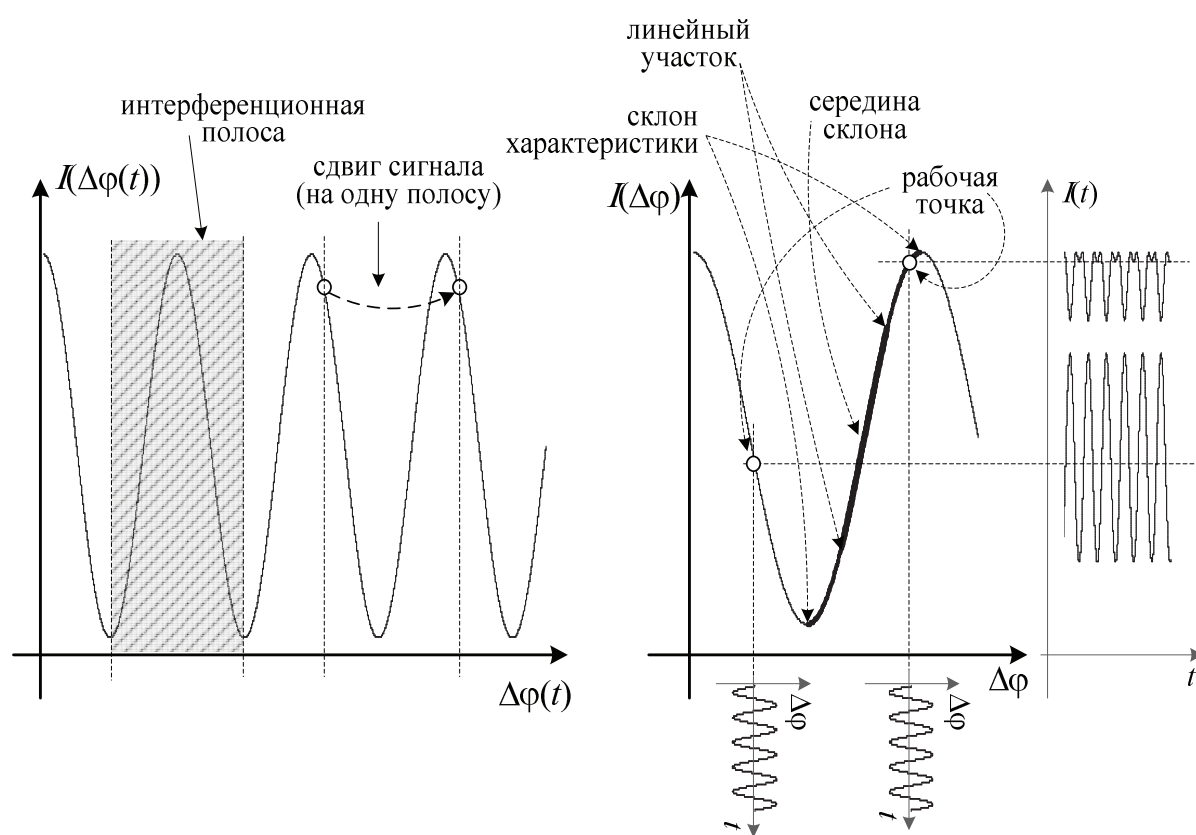


Рисунок 1.14. Интерференционный сигнал как результат преобразования сигнала $\phi(t)$ в сигнал $I(t)$ с передаточной характеристикой $I(\Delta\phi)$.

Наряду с сигналом интерферометра или передаточной функцией $I(\Delta\phi)$ будем приводить так же спектральные передаточные функции интерферометров $H(\nu)$, которые можно получить из выражений для

интерференционного сигнала при монохроматическом источнике и учете зависимости $\Delta\varphi(\nu)$.

1.3.2. Сигнал волоконных (одномодовых) интерферометров в случае квазимонохроматического источника

В разделе 1.1 не раз подчеркивалось, что степень проявления интерференции зависит от соотношения разности хода интерферометра и длины когерентности источника. Для определенности рассмотрим случай, когда выполняется условие $\Delta L \ll l_k$, т.е. когда с точки зрения формирования интерференции источник можно полагать близким к монохроматическому источнику.

1.3.2.1. Сигнал двухлучевых интерферометров

В случае двухлучевых волоконных интерферометрических схем, к которым относятся рассмотренные волоконные схемы Маха-Цендера и Майкельсона, сигнал интерферометра, согласно (1.12), будет иметь вид

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\Delta\varphi(t)), \quad (1.39)$$

где I_1 и I_2 – «усредненная» (по сечению световода) интенсивность излучения, поступившего в выходной световод из первого и второго волоконного плеча соответственно, а $\Delta\varphi$ – разность фазовых задержек φ_1 и φ_2 излучения в первом и втором волоконном плече

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \beta_1 \cdot l_1 - \beta_2 \cdot l_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta L, \quad (1.40)$$

где $l_{1,2}$ – геометрические, $L_{1,2}$ – оптические длины световодов, ΔL – оптическая разность хода интерферометра. Величины I_1 и I_2 имеют смысл интенсивностей интерферирующих лучей, а их соотношение

задается коэффициентами передачи входного и выходного делителей k_1 и k_2 .

Если световоды плеч однотипны и выполняется условие $\beta_1 = \beta_2 = \beta = 2\pi n/\lambda$, разность фаз интерферирующих волн можно представить в виде

$$\Delta\varphi = \beta \cdot \Delta l = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda} \cdot \Delta l = \frac{2\pi \cdot n \cdot v}{c} \cdot \Delta l, \quad (1.41)$$

где Δl – разность геометрических длин волоконных плеч.

Контраст интерференционного сигнала зависит от отношения интенсивностей в плечах и представляется выражением

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2\sqrt{(I_1/I_2)}}{(I_1/I_2) + 1}, \quad (1.42)$$

а сам сигнал может быть представлен в виде

$$I(t) = (I_1 + I_2) \cdot [1 + V \cdot \cos(\Delta\varphi(t))], \quad (1.43)$$

Представление (1.43) подчеркивает то, что контраст интерференционного сигнала имеет смысл глубины модуляции интенсивности сигналом $\cos(\Delta\varphi(t))$.

При анализе экспериментальных интерференционных сигналов так же могут быть полезны формулы для выражения I_1 , I_2 через наблюдаемые экстремумы сигнала. Для случая $I_1 > I_2$ эти формулы имеют вид

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{4}(5 \cdot I_{\max} + I_{\min}) - \frac{1}{2}\sqrt{I_{\max} \cdot I_{\min}} - \sqrt{I_{\max} \cdot (I_{\max} + I_{\min}) - 2 \cdot I_{\max} \sqrt{I_{\max} \cdot I_{\min}}} \\ I_2 &= \frac{1}{4}(I_{\max} + I_{\min}) - \frac{1}{2}\sqrt{I_{\max} \cdot I_{\min}}. \end{aligned} \quad (1.44)$$

В случае $I_1 < I_2$ в (1.44) надо поменять местами индексы 1 и 2.

Если внутренними потерями в разветвителях и волоконных плечах можно пренебречь, то с учетом (1.41) и (1.43) спектральную передаточную функцию интерферометра можно представить в виде

$$H(\nu) = K_0 \cdot \left[1 + V \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot \nu}{c} \cdot \Delta L\right) \right], \quad (1.45)$$

где

$$K_0 = (I_1 + I_2) / I_0, \quad (1.46)$$

где I_0 – средняя интенсивность в сечении входного световода интерферометра. Коэффициент K_0 характеризует ослабление выходной интенсивности, связанное с ответвлением световых потоков и определяется коэффициентами деления разветвителей (см. п. 1.2.1)

Выражение (1.39) для сигнала двухлучевого волоконного интерферометра имеет структуру вида

$$I(t) = A_0 + A_m \cdot \cos(\Delta\varphi(t)). \quad (1.47)$$

По аналогии с суммой константы и гармонической функции будем называть элементы формулы (1.47) следующим образом: первое слагаемое A_0 – **постоянная составляющая**, второе слагаемое $A_m \cdot \cos(\Delta\varphi(t))$ – **переменная составляющая**, A_m – **амплитуда**, $\Delta\varphi(t)$ – **фаза** или **аргумент интерференционного сигнала**. Нетрудно видеть, что

$$\begin{aligned} A_0 &= (I_1 + I_2) \\ A_m &= (I_1 + I_2) \cdot V = I_0 \cdot K_0 \cdot V. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Из представления (1.47) видно, что амплитуда наблюдаемых колебаний интенсивности задается не контрастом, а значением амплитуды интерференционного сигнала. Поэтому, выбирая параметры схемы, желательно добиваться не максимального значения V , а максимального значения произведения $K_0 \cdot V$.

В пренебрежении внутренними потерями в разветвителях и волоконных плечах, составляющие сигнала можно записать через входную интенсивность I_0 и коэффициенты разветвителей k (см. п. 1.2.1, выражение (1.35)). Например, для волоконного интерферометра Маха-Цендера, образованного с помощью двух Y-разветвителей (рисунок 1.12), получим

$$\begin{aligned}
 I_1 &= k_1 \cdot k_2 \cdot I_0, \\
 I_2 &= (1 - k_1) \cdot (1 - k_2) \cdot I_0, \\
 I_{max} &= \left[1 - (k_1 + k_2) + 2k_1 \cdot k_2 + 2\sqrt{k_1 \cdot k_2 (1 - k_1) \cdot (1 - k_2)} \right] \cdot I_0, \\
 I_{min} &= \left[1 - (k_1 + k_2) + 2k_1 \cdot k_2 - 2\sqrt{k_1 \cdot k_2 (1 - k_1) \cdot (1 - k_2)} \right] \cdot I_0, \\
 V &= \frac{2 \cdot \sqrt{k_1 \cdot k_2 (1 - k_1) \cdot (1 - k_2)}}{1 - (k_1 + k_2) + 2k_1 \cdot k_2}, \\
 A_0 &= (1 + 2k_1 \cdot k_2 - (k_1 + k_2)) I_0, \quad K_0 = (1 + 2k_1 \cdot k_2 - (k_1 + k_2)), \\
 A_m &= 2 \cdot \sqrt{k_1 \cdot k_2 (1 - k_1) \cdot (1 - k_2)} \cdot I_0.
 \end{aligned} \tag{1.49}$$

Можно отметить, что если $k_1=k_2=k$ (одинаковые разветвители подключены к плечам симметрично, рисунок 1.15, а), то всегда $I_{max} = I_0$. Но контраст сигнала $V = [1/2k(k-1)] - 1$ может быть мал, если $k_{1,2}$ существенно отличаются от 1/2. Наоборот, когда $k_1+k_2=1$ (одинаковые разветвители подключены к плечам асимметрично, рисунок 1.15, б) всегда $I_{min} = 0$ и $V=1$, но I_{max} может быть существенно меньше I_0 , если $k_{1,2}$ заметно отличны от 1/2.

Наиболее привлекателен случай 50% разветвителей, когда выполняется условие

$$k_1=k_2=1/2. \tag{1.50}$$

При этом условии $I_1 = I_2 = I_0/4$, $I_{max} = I_0$, $V = 1$, $K_0 = 1/2$, амплитуда интерференционного сигнала максимальна $A_m = I_0/2$, а сигнал интерферометра принимает вид

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Delta\phi(t))] = I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\phi(t)}{2}\right). \tag{1.51}$$

Графики передаточных функций, поясняющие рассмотренные случаи, показаны на рисунке 1.15.

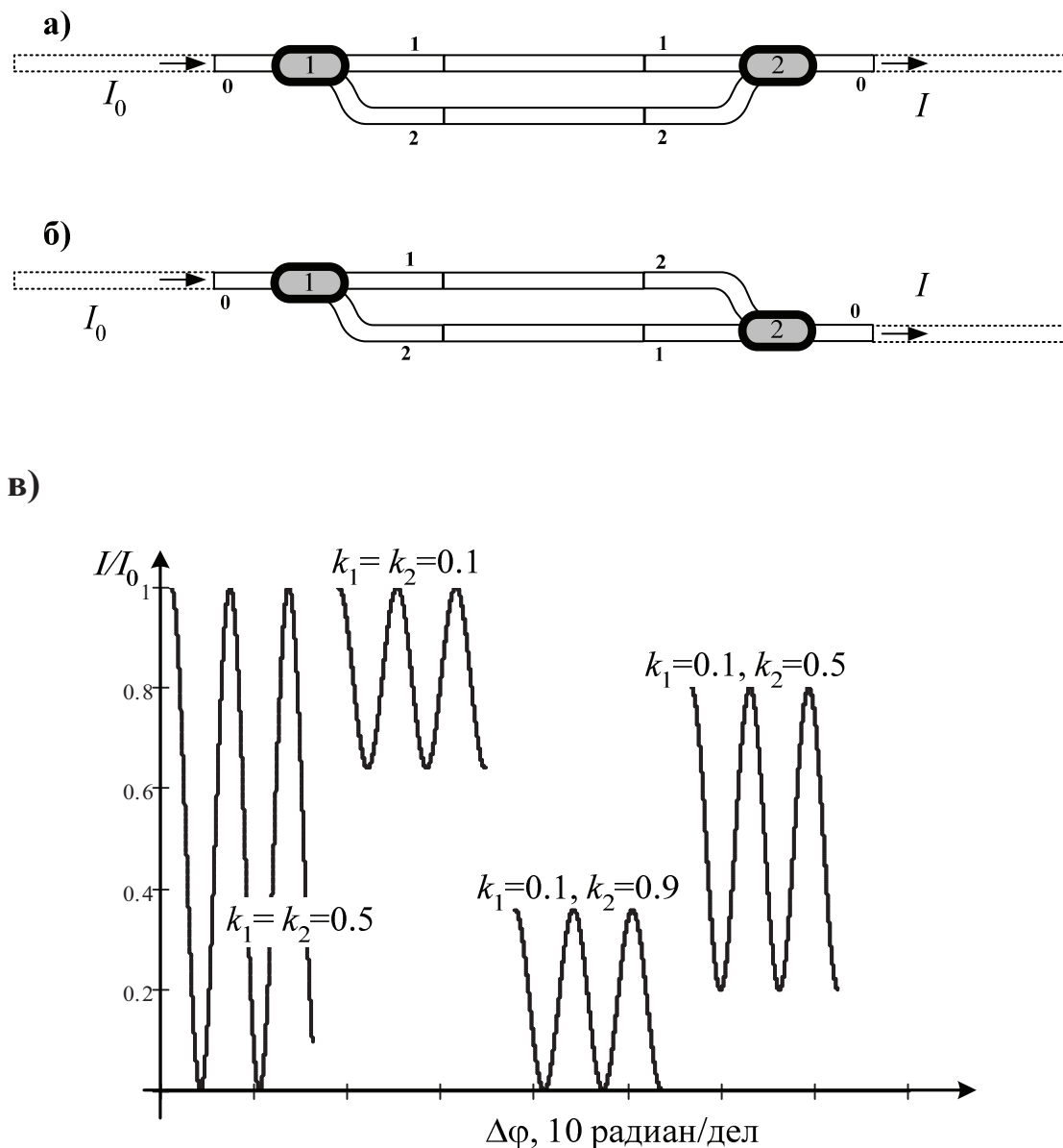


Рисунок 1.15. Симметричное включение двух одинаковых Y-разветвителей в интерферометре Маха-Цендера (а), асимметричное включение (б) и графики передаточных функций (в).

Спектральная передаточная функция при условии (1.50) будет иметь вид

$$H(\nu) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi \cdot \nu}{c} \cdot \Delta L \right) \right]. \quad (1.52)$$

В п. 1.1.2 говорилось о том, что работу интерферометра можно интерпретировать как перераспределение входного светового потока между двумя выходами основным и «инверсным», колебания интенсивности в которых противофазны. В некоторых методах создания волоконных интерференционных измерителей используется такой «противофазный» выходной сигнал I' . Если рассмотреть схему интерферометра Маха-Цендера с X-разветвителем, рисунок 1.16 (уже отмечалось, что Y-разветвитель является упрощенным вариантом X-разветвителя с «заглушенным» четвертым выводом), то инверсным выходом становится второй выход разветвителя (на рисунке волоконный световод BC_4).

В схеме интерферометра Майкельсона инверсный выход формируется в «отраженном» сигнале, т.е. в световоде BC_0 . Его можно выделить с помощью дополнительного Y-разветвителя, рисунок 1.16.

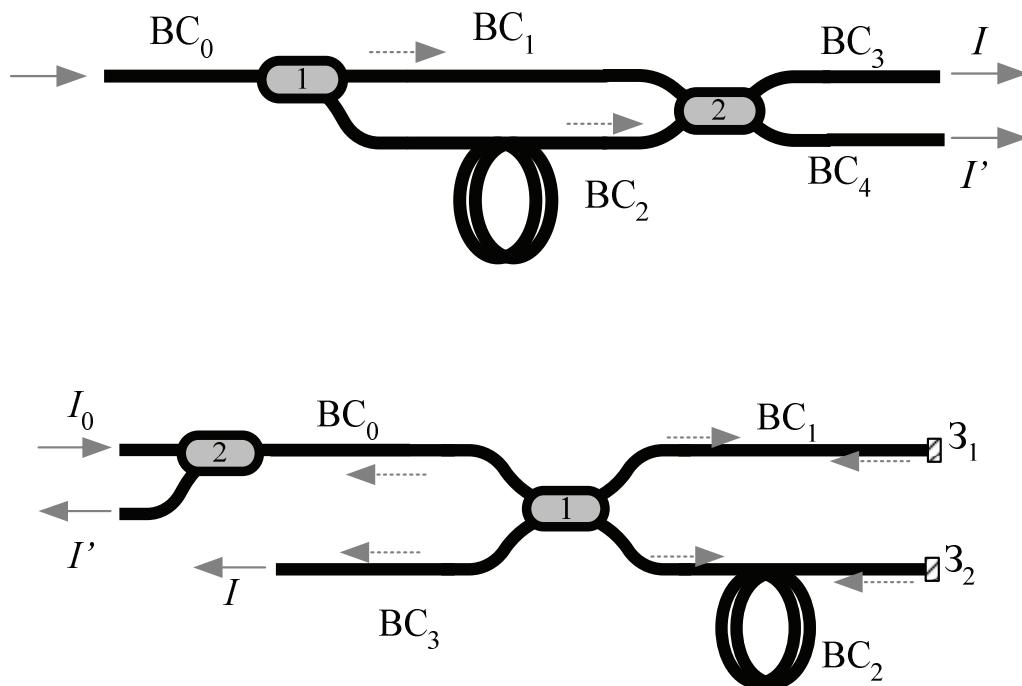


Рисунок 1.16. Формирование «инверсного» выхода в волоконных

интерферометрах Маха-Цендера (вверху) и Майкельсона (внизу).

При пренебрежении потерями в разветвителях «инверсный» сигнал связан с прямым сигналом простым образом

$$I' = m \cdot (n \cdot I_0 - I), \quad (1.53)$$

где $m = n = 1$ для интерферометра Маха-Цендера, а для схемы Майкельсона m и n задаются коэффициентом передачи Y-разветвителя $m = (1 - k)$, $n = k$, причем при расчете I по выражениям (1.46), (1.48), (1.49), (1.51) следует вместо I_0 подставлять $k \cdot I_0$. Примеры зависимостей $I(\Delta\phi)$ и $I'(\Delta\phi)$ показаны на рисунке 1.17.

1.3.2.2. Сигнал многолучевых интерферометров.

В многолучевых волоконных интерферометрических схемах, к которым относятся рассмотренные схемы с интерферометром Фабри-Перо и кольцевым интерферометром взаимосвязь выходного сигнала и изменения разности фаз лучей существенно отличается от двухлучевых схем.

Можно показать [1, 2, 3], что сигнал интерферометра Фабри-Перо имеет вид

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\phi(t)}{2}\right)}, \quad (1.54)$$

где R – коэффициент отражения зеркал по интенсивности (если зеркала имеют разные коэффициенты отражения R_1 и R_2 , то $R = (R_1 R_2)^{1/2}$), I_0 – интенсивность во входном световоде (BC_0) интерферометра. Выражение (1.54) подразумевает, что внутренними потерями оптической мощности при прохождении зеркал можно пренебречь, в противном случае необходим поправочный множитель в числителе.

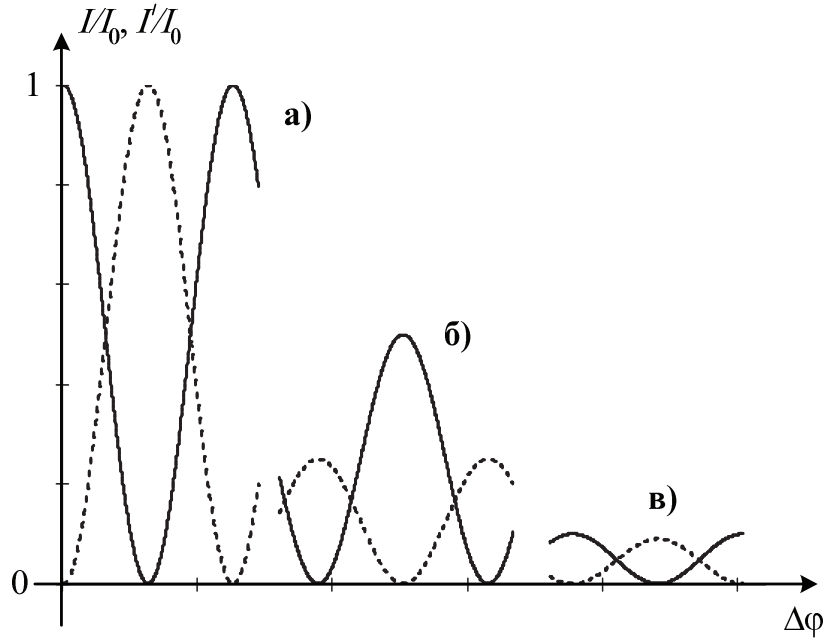


Рисунок 1.17. Сигналы прямого (сплошная линия) и инверсного (пунктир) выходов двухлучевых интерферометров (при $V=1$), а) – интерферометр Маха-Цендера, б) – интерферометр Майкельсона при $k=0,5$, в) – интерферометр Майкельсона при $k=0.1$.

Разность фазовых задержек лучей $\Delta\varphi$ в интерферометре Фабри-Перо задается удвоенной фазовой задержкой излучения в волокне интерферометра

$$\Delta\varphi = 2\varphi = 2 \cdot \beta \cdot l = \frac{4\pi \cdot n \cdot l}{\lambda} = \frac{4\pi \cdot n \cdot v \cdot l}{c} = \frac{2\pi \cdot v \cdot \Delta L}{c} . \quad (1.55)$$

Из (1.54) следует, что экстремумы интерференционного сигнала равны

$$I_{max} = I_0, \quad I_{min} = \left(\frac{1-R}{1+R} \right)^2 \cdot I_0, \quad (1.56)$$

а контраст сигнала интерферометра

$$V = \frac{2 \cdot R}{1+R^2} . \quad (1.57)$$

Для многопроходных интерферометров с относительно большим контрастом сигнала показательным параметром является резкость q (ширина интерференционного пика по уровню $1/2$ относительно периода интерференционного сигнала, см. п. 1.1.2, формула (1.29)). В случае если значение R достигает десятков процентов и более, резкость интерференции с хорошей точностью определяется по формуле [1]

$$q = \frac{2\pi\sqrt{R}}{(1-R)}. \quad (1.58)$$

Графики, показывающие вид передаточных функций интерферометра Фабри-Перо при разных значениях R приведены на рисунке 1.18.

Спектральную передаточную функцию интерферометра Фабри-Перо можно записать как

$$H(\nu) = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi \cdot n \cdot \nu \cdot l}{c}\right)} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi \cdot \nu \cdot \Delta L}{c}\right)}. \quad (1.59)$$

«Инверсный» выход интерферометра Фабри-Перо формируется, как и в схеме Майкельсона, в отраженном свете и может быть выделен с помощью дополнительного Y-разветвителя, рисунок 1.19.

Сигнал «инверсного выхода» связан с сигналом «основного» выхода через интенсивность I_0 и коэффициент разветвителя k

$$I' = (1-k) \cdot (k \cdot I_0 - I), \quad (1.60)$$

но при определении I в выражение (1.54) надо так же добавить множитель k .

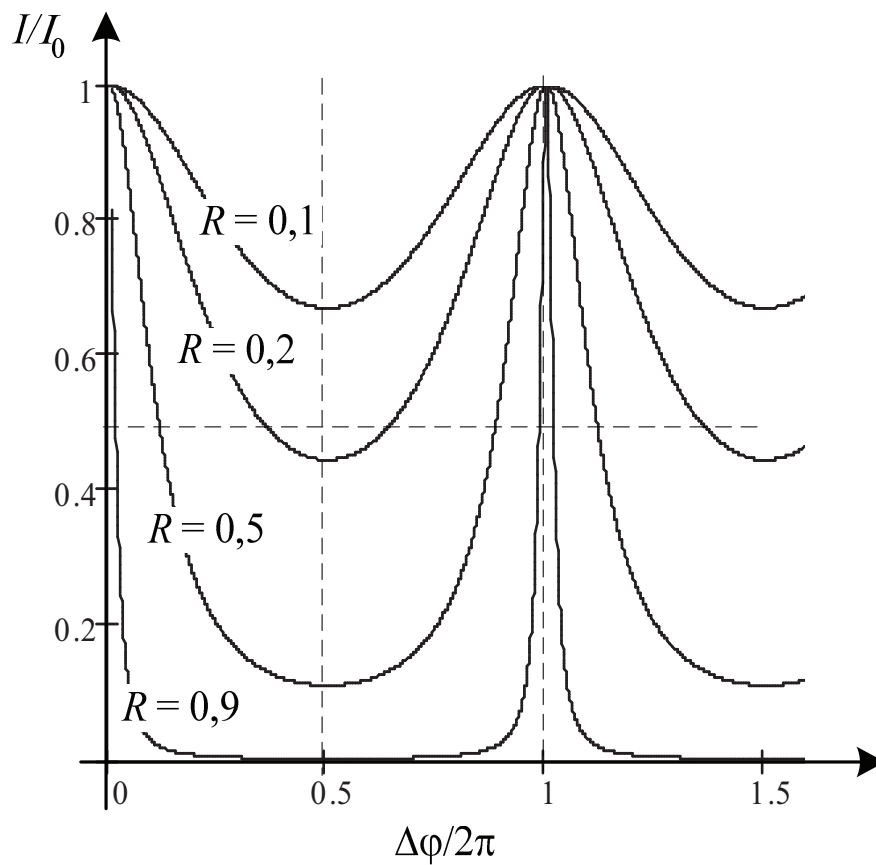


Рисунок 1.18. Графики передаточных функций интерферометра Фабри-Перо.



Рисунок 1.19. Формирование «инверсного» выхода в волоконном интерферометре Фабри-Перо.

Пример сигналов прямого и обратного выходов интерферометра Фабри-Перо показан на рисунке 1.20.

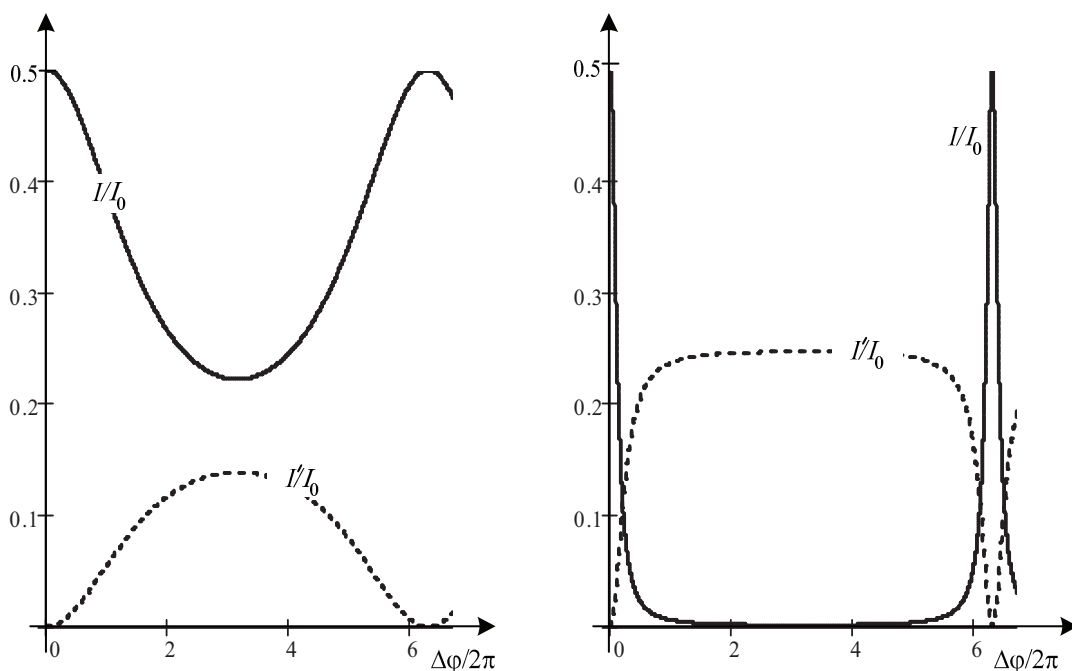


Рисунок 1.20. Сигнал прямого (сплошная линия) и обратного (пунктир) выходов интерферометра Фабри-Перо для $k = 0,5$ при $R=0,2$ (слева) и $R = 0,8$ (справа).

Отдельно можно отметить режим работы многопроходного интерферометра в случае $R \ll 1$. Такие многолучевые интерферометры иногда называют **низкодобротными интерферометрами**, а сигнал (1.54) с учетом малости R можно преобразовать к виду

$$I(t) = (1 - R)^2 \cdot [1 + 2 \cdot R \cdot \cos(\Delta\phi(t))] \cdot I_0. \quad (1.61)$$

Из (1.61) видно, что сигнал низкодобротного интерферометра Фабри-Перо по структуре аналогичен сигналу двухплечевых интерферометров. Это связано с тем, что при малых R основной вклад в интерференционный сигнал вносят два луча: луч прошедший через волокно один раз и луч прошедший три раза. Вкладом же от лучей более высоких порядков переотражений можно пренебречь. В этом случае интерферометр Фабри-Перо работает как двухлучевой интерферометр с относительно низким контрастом. Сигнал имеет

структуру (1.47), а параметры K_0 , V , A_0 и A_m выражаются следующим образом

$$\begin{aligned} K_0 &= (1-R)^2, & V &= 2 \cdot R, \\ A_0 &= (1-R)^2 \cdot I_0, & A_m &= 2 \cdot I_0 \cdot R \cdot (1-R)^2. \end{aligned} \quad (1.62)$$

Однако, по-прежнему, особенностью схемы остается то, что разность фаз интерферирующих лучей определяется удвоенной фазовой задержкой света в волокне $\Delta\varphi = 2\varphi$, $\Delta L = 2l$.

Кольцевой интерферометр (рисунок 1.12) встречается значительно реже, чем интерферометр Фабри-Перо, хотя эта волоконная схема удобна, поскольку не требует применения непосредственно зеркал, а использует только один X-разветвитель. Кольцевой интерферометр является многопроходным и его характеристики отчасти похожи на характеристики схемы Фабри-Перо. Однако кольцевая интерферометрическая схема имеет свою специфику. На основе рассмотрения несимметричного интерферометра Фабри-Перо [2] можно получить следующее выражение для сигнала кольцевого интерферометра

$$I(t) = \frac{k + t_T - 2\sqrt{k \cdot t_T} \cdot \cos(\Delta\varphi(t))}{1 + k \cdot t_T - 2\sqrt{k \cdot t_T} \cdot \cos(\Delta\varphi(t))} \cdot I_0, \quad (1.63)$$

где k – коэффициент разветвителя, t_T – коэффициент пропускания (по мощности) волоконного тракта интерферометра, учитывающий потери мощности в волокне и внутренние потери разветвителя при прохождении через него излучения из световода BC_1 .

Важная особенность (1.63) в том, что учет потерь в волоконном тракте (которыми пренебрегали при рассмотрении других схем) обязателен. Если положить $t_T = 1$, то интерферометр не будет работать, получим $I \equiv I_0$. Это можно кратко пояснить тем, что данная схема не

подразумевает возможность формирования «инверсного» выхода. Появление же интерференционного минимума обязательно должно быть связано с каким-то фактором «отвода» мощности, которым в данной схеме являются потери в тракте.

На рисунке 1.21 показаны примеры характеристик кольцевого интерферометра. Видно, что при определенных значениях t_T характеристика кольцевого интерферометра становится близка к характеристике инверсного выхода интерферометра Фабри-Перо с $R = k$. Так же можно получить характеристики, близкие к гармонической функции как в двухлучевых интерферометрах или низкодобротном интерферометре Фабри-Перо.

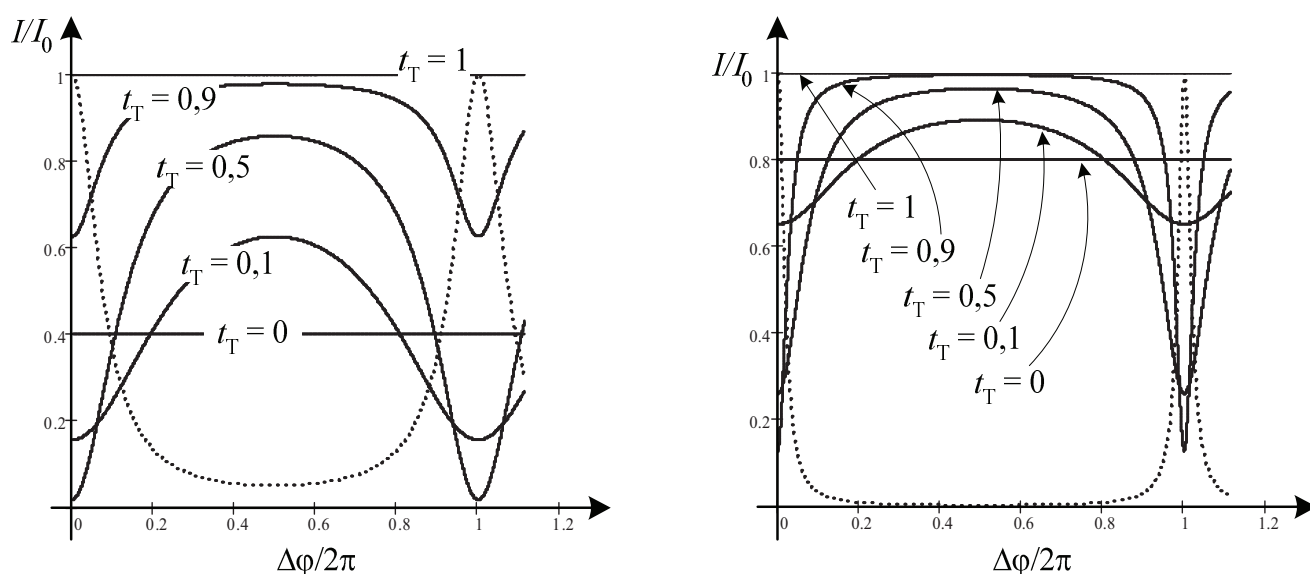


Рисунок 1.21. Функции передачи кольцевого интерферометра для $k = 0,4$ (слева) и $k = 0,8$ (справа). Пунктиром показана характеристика интерферометра Фабри-Перо для $R = k$.

С одной стороны, зависимость сигнала кольцевого интерферометра от потерь в волоконном тракте, которые не всегда удобно контролировать и регулировать усложняет использование данной схемы. С другой

стороны, простота самой схемы, а так же отсутствие обратно отраженного сигнала (как и в интерферометре Маха-Цендера) обуславливает ее привлекательность.

1.3.3. Сигнал волоконных (одномодовых) интерферометров в случае низкокогерентного источника

В предыдущем анализе интерференционных сигналов полагалось, что интерферирующие волны полностью когерентны, что обусловлено достаточно высокой степенью когерентности источника ($l_K \gg \Delta L$). Однако реальные источники света не всегда обеспечивают высокую когерентности интерферирующих лучей. Как было рассмотрено в п. 1.1, недостаточная монохроматичность источника приводит к ослаблению явления интерференции вплоть до его пропадания. Рассмотрим свойства интерференционного сигнала в случае такого источника.

Для рассмотрения интерференционных сигналов в данном случае, следует пояснить возможность использования разности фаз интерферирующих волн как основного параметра интерференции и аргумента передаточных функций интерферометра $I(\Delta\varphi)$. Если когерентность источника мала $l_K < \Delta L$, то, при строгом подходе, трудно говорить об определенном значении разности фаз интерферирующих лучей $\Delta\varphi$. В случае частичной когерентности лучей эта величина изменяется в значительных пределах. Возможна другая интерпретация: если представить излучение реального источника через его спектр, то при недостаточной когерентности разные компоненты спектра формируют лучи с разными $\Delta\varphi$. Но, с одной стороны, можно рассматривать среднюю разность фаз $\Delta\varphi_{\text{ср}} = \langle \varphi_1 - \varphi_2 \rangle$ (см. п. 1.1.1, (1.17), (1.18)), а с другой стороны в данном случае для описания интерференционного сигнала можно опираться на изменение

физических параметров интерферометра, задающих значение $\Delta\varphi$ при когерентном источнике. Таким параметром является оптическая разность хода ΔL . Обычно дисперсионной зависимостью показателя преломления волокна $n(\nu)$ можно пренебречь и тогда ΔL фактически не зависит от длины когерентности (ширины спектра) источника, а зависит только от конструктивных параметров интерферометра и внешних воздействий на него.

В общем случае, для описания интерференционного сигнала при низкокогерентном источнике можно использовать принципы спектрального анализа линейных систем. При этом интерферометр, как линейный преобразователь интенсивности описывается спектральной функцией передачи. Такие функции интерферометров были приведены выше (1.45), (1.52), (1.59). Они зависят от параметров разветвителей (зеркал), разности хода ΔL , а аргументом является частота света ν .

Немонохроматичность источника обычно характеризуется спектральной функцией излучения $G(\nu)$. Это может быть частотная зависимость спектральной плотности мощности излучения, хотя часто вместо частотной шкалы используется шкала длин волн. Спектральная функция может быть однородной либо спектр может состоять из совокупности отдельных «линий» (мод). В последнем случае для получения оценок в качестве $G(\nu)$ можно использовать огибающую спектра излучения.

На основе спектрального подхода интерференционный сигнал можно определить через спектральную передаточную функцию интерферометра $H(\nu)$ и спектральную характеристику источника $G(\nu)$ следующим образом

$$I(\Delta L) = I(\Delta\varphi_{\text{ср}}) = Q \cdot \int_{\nu} G(\nu) \cdot H(\nu) d\nu, \quad (1.64)$$

где Q – нормировочный коэффициент, учитывающий соотношение размерности и величины входной интенсивности интерферометра и спектральной функции источника

$$Q = \frac{I_0}{\int_{\nu} G(\nu) d\nu}. \quad (1.65)$$

Отметим, что для спектральной функции источника, симметричной относительно средней частоты ν_0 , усредненную разность фаз интерферирующих лучей можно полагать равной

$$\Delta\varphi_{\text{ср}} = 2\pi \frac{\nu_0 \cdot \Delta L}{c}. \quad (1.66)$$

1.3.3.1. Сигнал двухлучевых интерферометров

Согласно указанному подходу, используя передаточную функцию двухлучевого интерферометра (1.45), в общем случае получаем

$$I(\Delta L) = Q \cdot \int_{\nu} G(\nu) \cdot K_0 \cdot \left[1 + V_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot \nu}{c} \cdot \Delta L\right) \right] d\nu. \quad (1.67)$$

Параметр V_0 в (1.67) обозначает видимость интерферометра при монохроматическом источнике и определяется через (1.42) или (1.49). Отметим, что аргументом функции (1.67) можно полагать усредненную фазу $\Delta\varphi_{\text{ср}}$, которая пропорциональна оптической разности хода ΔL (для симметричной линии излучения можно использовать соотношение (1.66)).

Анализ показывает, что функция $I(\Delta L)$ сохраняет колебательный характер, который был в случае монохроматического источника, однако видность V интерференционного сигнала (степень когерентности γ лучей) снижается при росте ΔL . Поэтому можно ввести в рассмотрение зависимость $V(\Delta L)$, которая будет описывать пропадание интерференции при переходе в режим $\Delta L > l_K$. В итоге сигнал

интерферометра будет по-прежнему описываться выражением (1.43), в котором $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{CP}}$, а $V=V(\Delta L)$.

Более конкретно вид $V(\Delta L)$ можно анализировать на примере определенных спектров излучателя. Для этого рассмотрим два распространенных варианта формы спектральных функций оптических источников – лоренцеву и гауссову линии.

Спектральная функция источника с **лоренцевой линией** описывается выражением

$$G_{\text{л}}(\nu) = \frac{P_0}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_{0,5}}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu_{0,5}/2)^2}, \quad (1.68)$$

где P_0 – полная мощность источника, ν_0 – центральная частота с максимальным значением G , а $\Delta\nu_{0,5}$ – ширина линии излучения по уровню $G(\nu_0)/2$.

Можно показать [2], что с ростом оптической разности хода снижение видности интерференции происходит по закону

$$V_{\text{л}}(\Delta L) = V_0 \cdot \exp\left(-\left|\frac{\pi \cdot \Delta\nu_{0,5}}{c} \cdot \Delta L\right|\right). \quad (1.69)$$

Источник с **гауссовой линией** имеет спектральную функцию

$$G_{\text{г}}(\nu) = \frac{P_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right), \quad (1.70)$$

где параметр σ связан с шириной линии: $\Delta\nu_{0,5} = 2\sigma (2 \cdot \ln(2))^{1/2} = 2,355 \sigma$.

Снижение видности интерференционного сигнала с ростом разности хода ΔL описывается следующим выражением [2]

$$V_{\text{г}}(\Delta L) = V_0 \cdot \exp\left(-2 \cdot \left(\pi \cdot \frac{\sigma}{c} \cdot \Delta L\right)^2\right). \quad (1.71)$$

С учетом (1.23), нетрудно выразить снижение видимости, описываемое выражениями (1.69), (171), через ширину линии по шкале длин волн и разность хода, нормированных на длину волны. А если в качестве оценочной длины когерентности источника согласно (1.20) принять $L_K = l_K n \approx c/\Delta\nu_{0,5}$, то $V(\Delta L)$ можно представить через разность хода, нормированную на длину когерентности источника. В результате получим относительно простые и понятные формулы

$$\begin{aligned} V_L(\Delta L) &= V_0 \cdot \exp\left(-\pi \cdot \frac{\Delta\lambda_{0,5}}{\lambda} \cdot \left|\frac{\Delta L}{\lambda}\right|\right) = V_0 \cdot \exp\left(-\pi \cdot \left|\frac{\Delta L}{L_K}\right|\right), \\ V_I(\Delta L) &= V_0 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2}{4 \cdot \ln(2)} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_{0,5}}{\lambda} \cdot \frac{\Delta L}{\lambda}\right)^2\right) = V_0 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2}{4 \cdot \ln(2)} \cdot \left(\frac{\Delta L}{L_K}\right)^2\right). \end{aligned} \quad (1.72)$$

Форма спектральных функций лоренцева и гауссова источников, а также характер изменения интерференционного сигнала с ростом разности хода показаны на рисунке 1.22. Отметим, что огибающая интерференционного сигнала на графиках в правой части рисунка (рассчитанных по формуле (1.67)) строго соответствует зависимостям на левом нижнем графике (рассчитанным по выражениям (1.72)).

В дополнение к сказанному можно отметить, что связь между спектральной функцией источника и падением видности интерференции с ростом ΔL можно использовать для экспериментального определения $G(\nu)$ [1, 2]. Такой принцип измерения называют **Фурье спектроскопией**. Этот метод подразумевает экспериментальное измерение контраста при увеличении ΔL от нулевого значения до фактически полного исчезновения интерференции. Затем по измеренной зависимости пересчитывается спектральная функция. Для двухлучевых интерферометров спектральная функция рассчитывается как Фурье-образ переменной составляющей зависимости $V(\Delta L)$

$$G(v) \sim \int_0^\infty \left[V(\Delta L) - \frac{V(0)}{2} \right] \cdot \cos(v \cdot \Delta L) d(\Delta L). \quad (1.73)$$

1.3.3.2. Сигнал многолучевых интерферометров.

Рассмотрим пример интерферометра Фабри-Перо. Используя передаточную функцию (1.59) получим

$$I(\Delta L) = Q \cdot \int_v \frac{G(v)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot v}{c} \cdot \Delta L \right)} dv. \quad (1.74)$$

Как и ранее, аргументом функции (1.74) можно считать усредненную фазу $\Delta\phi_{\text{ср}}$, пропорциональную ΔL .

Интеграл (1.74) в общем случае приводит к сложным изменениям формы интерференционного сигнала и не позволяет получить простых аналитических выражений для снижения интерференции, подобных (1.69), (1.71) и (1.72). Исключение составляет случай $R \ll 1$. Тогда передаточная функция принимает вид (1.61) идентичный (1.45), а видность при лоренцевом или гауссовом источниках снижается от исходного значения (1.62) до нуля согласно формулам (1.72).

При достаточно больших значениях ΔL интерференционные колебания пропадают, а выходная интенсивность становится постоянной и составляет $I_0 \cdot (1-R)/(1+R)$.

На рисунке 1.23 показаны примеры изменения интерференционного сигнала (1.74) для источника с гауссовой линией. На графике низкодобротного интерферометра ($R=0,05$) проведена пунктирная огибающая. Она рассчитана как $(1-R)/(1+R) + V_T(\Delta L)$, где V_T вычислялась по выражению (1.72), в котором параметр V_0 был вычислен по формуле (1.61).

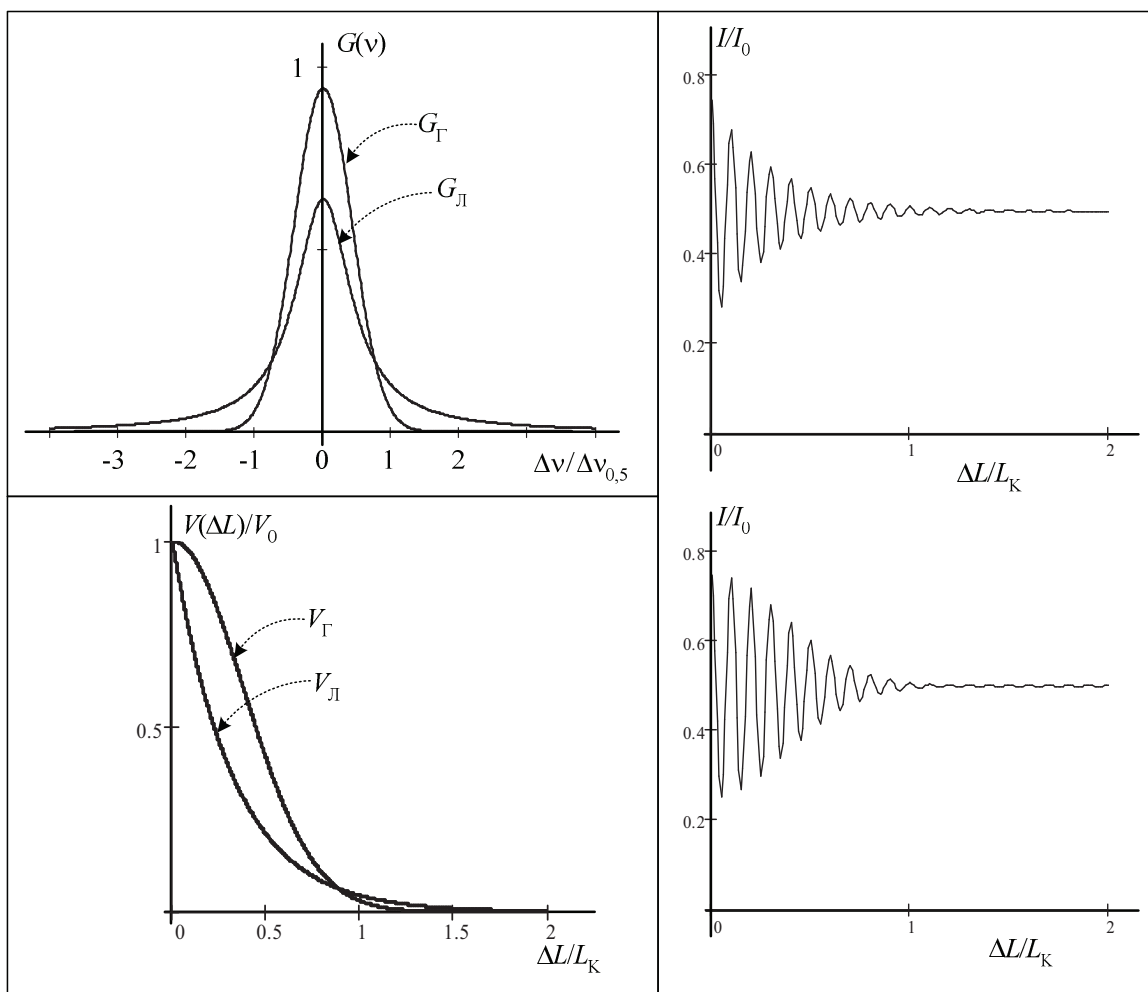


Рисунок 1.22. Спектральные функции источников с лоренцевой и гауссовой линиями для $P_0=1$ (слева сверху), функции снижения видности (слева внизу) и примеры интерференционных сигналов для $L_K = c/v_{0,5} = 10 \lambda$, $V_0=0,5$ (правый верхний график при лоренцевой линии, правый нижний при гауссовой линии).

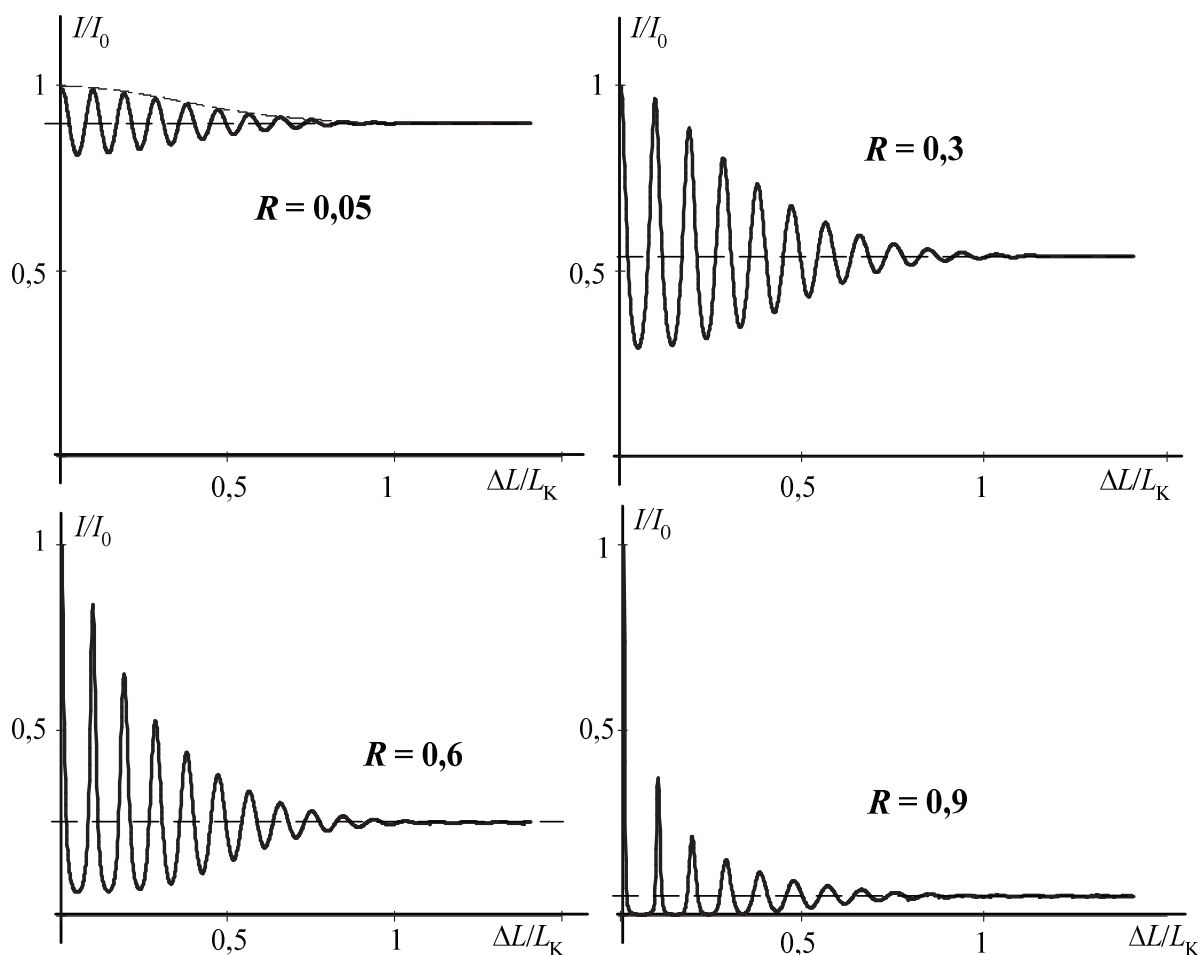


Рисунок 1.23. Сигналы интерферометра Фабри-Перо при низкокогерентном гауссовом источнике и $\lambda=0,1L_K$ ($L_K = c/\Delta\nu_{0,5}$), горизонтальные пунктирные линии соответствуют уровню $(1-R)/(1+R)$.

1.3.4. Сигнал интерферометров на многомодовом волокне

В приведенном выше анализе интерференционных сигналов предполагалось, что волоконный интерферометр выполнен на основе одномодовых световодов. В случае, если при изготовлении интерферометра используются многомодовые волокна, сигнал интерферометра будет иметь более сложный вид [20]

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \sum_{i=1}^N A_i^2 \cos(\beta_i \Delta l + \Delta \Phi_i), \quad (1.75)$$

где β_i – постоянные распространения мод, $\Delta\Phi_i$ –дополнительные смещения фазовых задержек мод, образованные в результате явления связи мод на внутренних и наведенных нерегулярностях волокна, N – число распространяющихся мод. При ряде разумных допущений можно показать, что сигнал (1.75) преобразуется к виду

$$I(t) = A_0 + a_m \cdot \cos(\Delta\varphi(t)), \quad (1.76)$$

где $\Delta\varphi(t) = (\beta_{\text{ср}}\Delta l + \varphi_{\text{ср}})$, $\beta_{\text{ср}}$ и $\varphi_{\text{ср}}$ – среднее значение постоянных распространения мод и некоторая усредненная начальная фаза интерференционного сигнала.

То, что аргумент интерференционного сигнала определяется некоторыми усредненными параметрами постоянных распространения и разностей фазовых задержек мод не означает снижение работоспособности интерферометра по сравнению с одномодовым вариантом. Относительная разность постоянных распространения мод обычно составляет $10^{-2} - 10^{-3}$, поэтому высокая чувствительность изменения интенсивности к изменению оптической разности хода не изменяется. Начальное значение аргумента φ_0 сигнала волоконного интерферометра на практике всегда подвержено практически неустранимому дрейфу. Поэтому формирование в случае многомодового волокна сложной зависящей от внешних условий и модового состава усредненной начальной фазы $\varphi_{\text{ср}}$ не добавляет новых проблем в отношении дрейфа рабочей точки интерферометра.

Проблема многомодового волоконного интерферометра состоит в том, что амплитуда интерференционного является сложной функцией многих параметров, в том числе с характеристиками модового состава излучения

$$a_m = a_m(A_i, \beta_i, \Delta\Phi_i, \Delta l). \quad (1.77)$$

Наборы значений β_i , $\Delta\Phi_i$ и величина Δl изменяются от внешних условий и воздействий. В итоге амплитуда сигнала многомодового интерферометра существенно снижается, зависит от конкретных внешних условий интерферометра. Используя статистический подход к рассмотрению сигнала (1.75) можно показать [20], что получаемые значения a_m подчиняются распределению Релея, а среднее значение амплитуды сигнала составляет

$$\langle a_m \rangle = \frac{I_0 \cdot \sqrt{\pi}}{2 \cdot N}. \quad (1.78)$$

Таким образом, сигнал многомодового интерферометра (если не рассматривать очень большие по сравнению с рабочей длиной волны сдвиги оптической разности хода) по структуре эквивалентен сигналу одномодового интерферометра. Но амплитуда сигнала значительно меньше и подвержена дрейфу (в некоторые периоды времени даже «занулению») при изменениях внешних условий. В этом смысле одномодовые интерферометры имеют лучшие характеристики и работают более надежно.

Кроме того, проблемой, возникающей при создании интерферометров на многомодовом волокне, является обеспечение постоянства модового состава в волоконных выводах разветвителей. Разделение светового пучка с диафрагмированием части излучения, разделение света в «сплавных» многомодовых разветвителях, применение не идентичных световодов в интерференционной схеме приводит к проявлению межмодовой интерференции (п. 1.2.4). Тогда в сигнале (1.75) появится дополнительное «паразитное» слагаемое, связанное с межмодовой интерференцией.

1.3.5. Интерференционный сигнал при модуляции аргумента

Как уже отмечалось, все параметры интерферометра, кроме аргумента можно в первом приближении полагать фиксированными. Поэтому сигнал интерферометра связан, прежде всего, с изменением аргумента: $I(t)=I(\Delta\varphi(t))$. Рассматривать конкретную форму сигнала интерферометра $I(t)$ можно только задавшись формой изменения аргумента $\Delta\varphi(t)$.

В ряде случаев изменение $\Delta\varphi$ можно рассматривать как совокупность модуляции неконтролируемыми внешними факторами $\varphi_0(t)$, например измеряемым воздействием, и дополнительно созданным контролируемым воздействием $\varphi_M(t)$ (вспомогательная модуляция)

$$\Delta\varphi(t) = \varphi_0(t) + \varphi_M(t). \quad (1.79)$$

Обычно частота вспомогательной модуляции значительно выше рабочего диапазона частот модуляции измеряемым воздействием. В этом случае при рассмотрении модулированного интерференционного сигнала величину φ_0 можно считать квазистатическим параметром, который задает рабочую точку на передаточной характеристике $I(\Delta\varphi)$.

Далее будут рассмотрены основные свойства сигнала интерферометра при модуляции аргумента по гармоническому и пилообразному закону. Эти свойства модулированного интерференционного сигнала очень важны при рассмотрении методов приема и обработки сигнала в интерферометрических датчиках с применением вспомогательной модуляции.

1.3.5.1. Гармоническая модуляция аргумента интерференционного сигнала.

Важный и часто встречающийся на практике вариант модуляции аргумента интерференционного сигнала – гармоническая модуляция

$$\begin{aligned}\varphi_M &= \varphi_m \cdot \sin(\omega_M t), \\ \Delta\varphi(t) &= \varphi_0 + \varphi_m \cdot \sin(\omega_M t),\end{aligned}\tag{1.80}$$

где φ_0 – начальная фаза (начальное значение аргумента), φ_m , ω_M – индекс и круговая частота модуляции. Рассмотрим форму сигнала двухлучевых интерферометров при разных сочетаниях параметров гармонической модуляции аргумента. В общем случае сигнал $I(t)$ для двухлучевого интерферометра с гармонической модуляцией аргумента задается выражением

$$I(t) = A_0 \cdot [1 + V \cdot \cos(\varphi_0 + \varphi_m \cdot \sin(\omega_M t))],\tag{1.81}$$

где A_0 и V – постоянная составляющая и контраст сигнала двухлучевого интерферометра, которые были рассмотрены ранее.

При малом индексе модуляции ($\varphi_m \ll \pi$) сигнал интенсивности отражает колебания аргумента практически без искажений, если рабочая точка находится в середине линейного участка, т.е. $\varphi_0 \approx \pm \pi/2$, рисунок 1.24. В этом случае, если известно значение общей амплитуды интерференционного сигнала A_m , то, измерив амплитуду наблюдаемого колебания интенсивности a_m , нетрудно оценить индекс модуляции аргумента

$$\varphi_m \approx \frac{a_m}{A_m}.\tag{1.82}$$

Если рабочая точка приближается к экстремуму, то гармоническое колебания претерпевает соответствующие искажения, рисунок 1.24.

Другой случай – модуляция с большим индексом $\varphi_m > \pi$. Тогда на участках монотонного нарастания или убывания аргумента в интерференционном сигнале можно наблюдать колебания, которые почти повторяют отрезки передаточной характеристики $I(\Delta\varphi)$. Это иллюстрирует рисунок 1.25, где показано формирование

интерференционного сигнала (контраст $V=1$) при $\varphi_m=5$ радиан и $\varphi_0=1$ радиан. Серым фоном выделен участок монотонного нарастания аргумента, на длине которого форма сигнала близка к соответствующему участку передаточной функции.

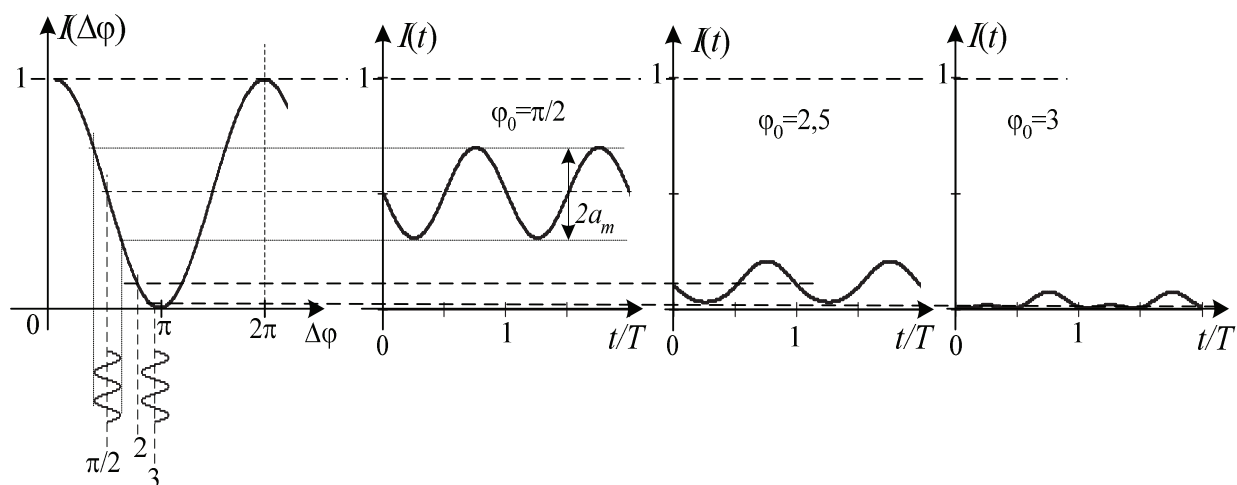


Рисунок 1.24. Формирование интерференционного сигнала при гармонической модуляции аргумента (графики для $\varphi_m=0,4$ радиан).

На рисунке 1.26 показан характерный вид интерференционных сигналов для разных индексов модуляции аргумента (контраст $V=1$, $\varphi_0=1$ радиан).

Согласно принципу формирования интерференционного сигнала понятно, что конкретный вид сигнала при заданном индексе φ_m может меняться в зависимости от начальной фазы φ_0 (рабочей точки). Рисунок 1.27 иллюстрирует характерное изменение модулированного интерференционного сигнала при дрейфе начальной фазы.

В интерференционном сигнале с большим индексом модуляции характерными являются моменты времени, совпадающие с экстремумами $\varphi_m(t)$. Назовем их «**точки поворота**». Они разделяют участки сигнала, соответствующие монотонному нарастанию и

убыванию аргумента, рисунок 1.25. Эти точки хорошо заметны по изменению хода зависимости $I(t)$ и выделяются тем, что форма сигнала с одной и с другой стороны от точки поворота симметрична. Это иллюстрирует рисунок 1.28.

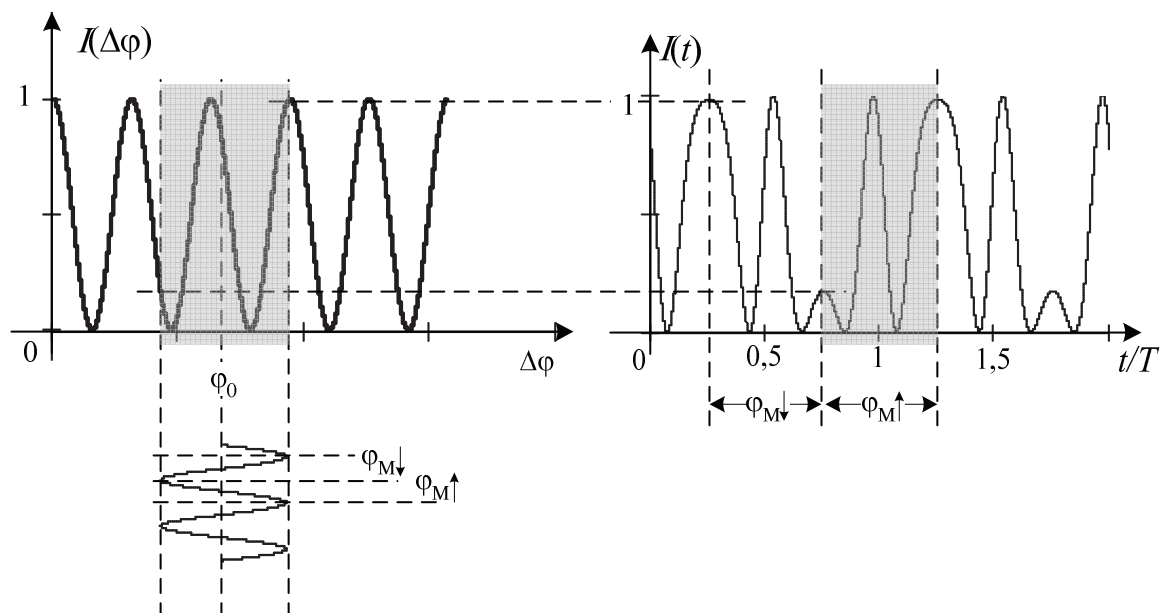


Рисунок 1.25. Формирование интерференционного сигнала с гармонической фазовой модуляцией в случае $\varphi_m > \pi$.

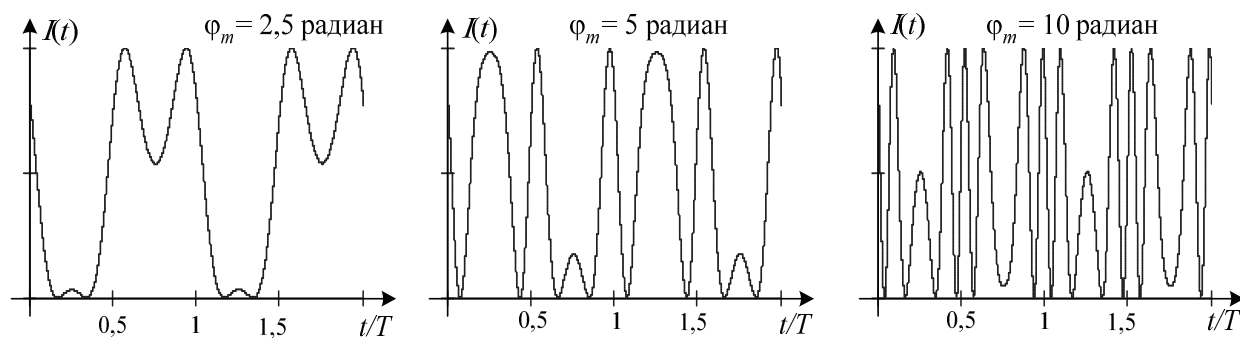


Рисунок 1.26. Примеры интерференционного сигнала с гармонической фазовой модуляцией в случае $\varphi_m > \pi$.

Если выделить в сигнале две соседние точки поворота и сосчитать число m интерференционных полос между ними, то можно приблизительно оценить индекс модуляции

$$\varphi_m \approx \pi \cdot m. \quad (1.83)$$

Например, на рисунке 1.28 по левому графику видно, что между точками поворота укладывается чуть меньше, чем $m=1,5$ полосы. Следовательно, φ_m несколько менее 4,7 радиан (в действительности приведен график для $\varphi_m=4$ радиана). На правом графике видно, что между точками поворота укладывается чуть больше трех полос, следовательно φ_m чуть более 9,4 радиан (этот график рассчитан при $\varphi_m=10$ радиан).

Интересным вариантом модулированного по фазе интерференционного сигнала является вариант, когда $\varphi_m \approx \pi$, точнее чуть меньше π . Если рассматривать длинный участок (много периодов модуляции) такого интерференционного сигнала, то соседние точки поворота создают эффект линии, соответствующей положению рабочей точки на склоне интерференционной полосы. По этой линии можно наглядно видеть положение и медленные изменения величины φ_0 . Данный эффект иллюстрирует рисунок 1.29, на котором показан интерференционный сигнал при $\varphi_m \approx 3,11$ радиан, и медленно изменяющейся начальной фазе. Понятно, что аналогичный «визуальный» эффект можно получить и при других индексах модуляции кратных π , т.е. когда $\varphi_m \approx N\pi$, но вариант $N=1$ обычно предпочтительней.

Кроме обсуждения формы интерференционного сигнала при гармонической модуляции аргумента следует сделать ряд замечаний по поводу спектра такого сигнала.

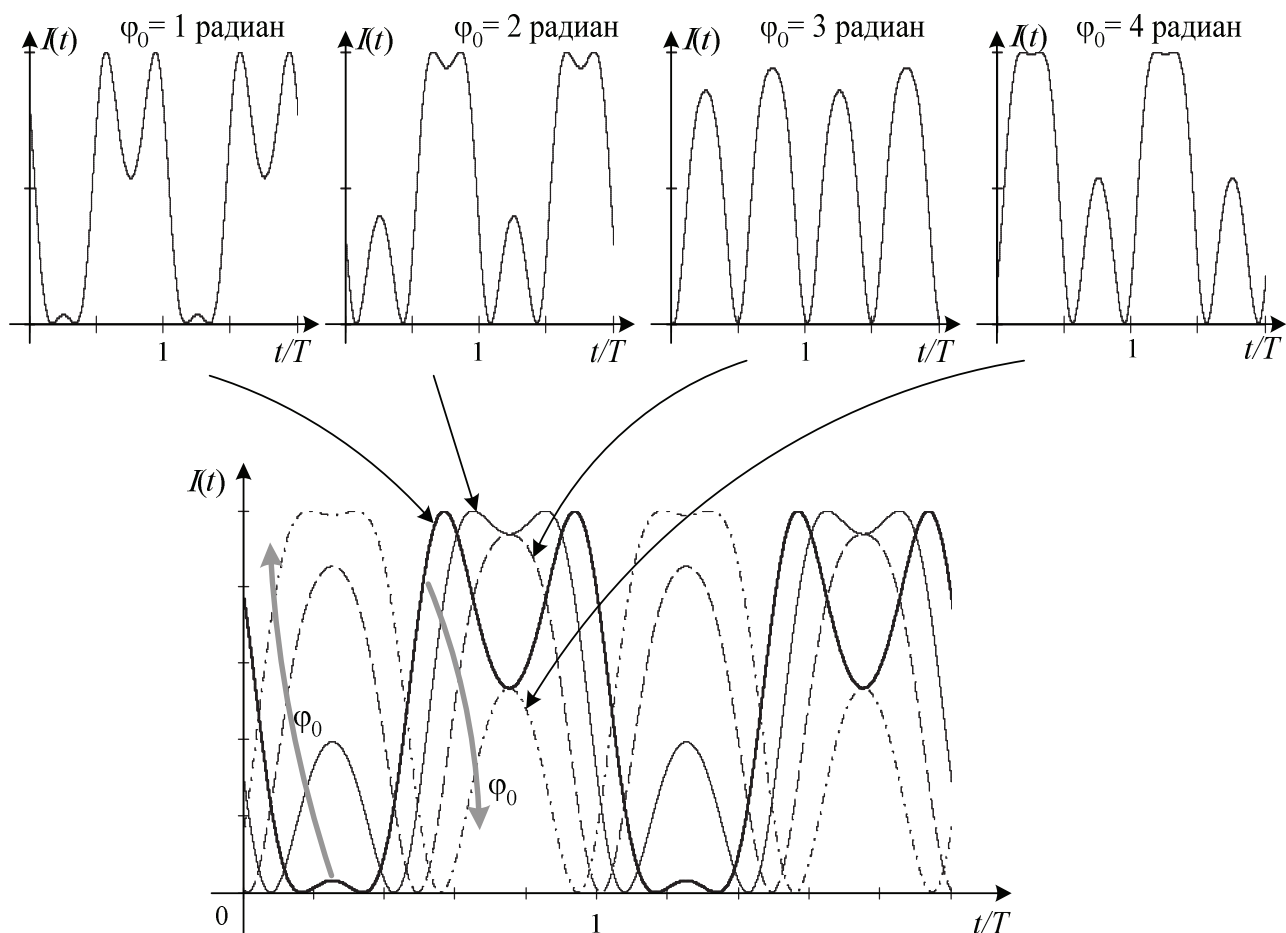


Рисунок 1.27. Изменение интерференционного сигнала с гармонической фазовой модуляцией при фиксированном индексе ($\varphi_m = 2,5$ радиан) и изменяющейся начальной фазе.

Если учесть известные разложения в ряд Фурье составляющих вида $\sin(\varphi_m \cdot \sin(\omega_m t))$ и $\cos(\varphi_m \cdot \sin(\omega_m t))$, то интерференционный сигнал (1.81) можно представить в виде ряда гармоник модулирующей частоты (1.84,

а), а амплитуды гармоник выразить через индекс модуляции φ_m и рабочую точку φ_0 (1.84, б)

$$\cos(\Delta\varphi(t)) = \cos(\varphi_0) \cdot \left(J_0(\varphi_m) + 2 \sum_{n=1} J_{2n}(\varphi_m) \cdot \cos(2n \cdot \omega_M t) \right) - \sin(\varphi_0) \cdot 2 \sum_{n=1} J_{2n-1}(\varphi_m) \cdot \sin((2n-1) \cdot \omega_M t). \quad (1.84, а)$$

$$I_0 = A_0 + A_m \cdot J_0(\varphi_m) \cdot \cos(\varphi_0) \quad - \text{постоянная составляющая,}$$

$$I_1 = |J_1(\varphi_m) \cdot \sin(\varphi_0)|, \quad I_3 = |J_3(\varphi_m) \cdot \sin(\varphi_0)|, \dots - \text{амплитуды нечетных гармоник,} \quad (1.84, б)$$

$$I_2 = |J_2(\varphi_m) \cdot \cos(\varphi_0)|, \quad I_4 = |J_4(\varphi_m) \cdot \cos(\varphi_0)|, \dots - \text{амплитуды четных гармоник.}$$

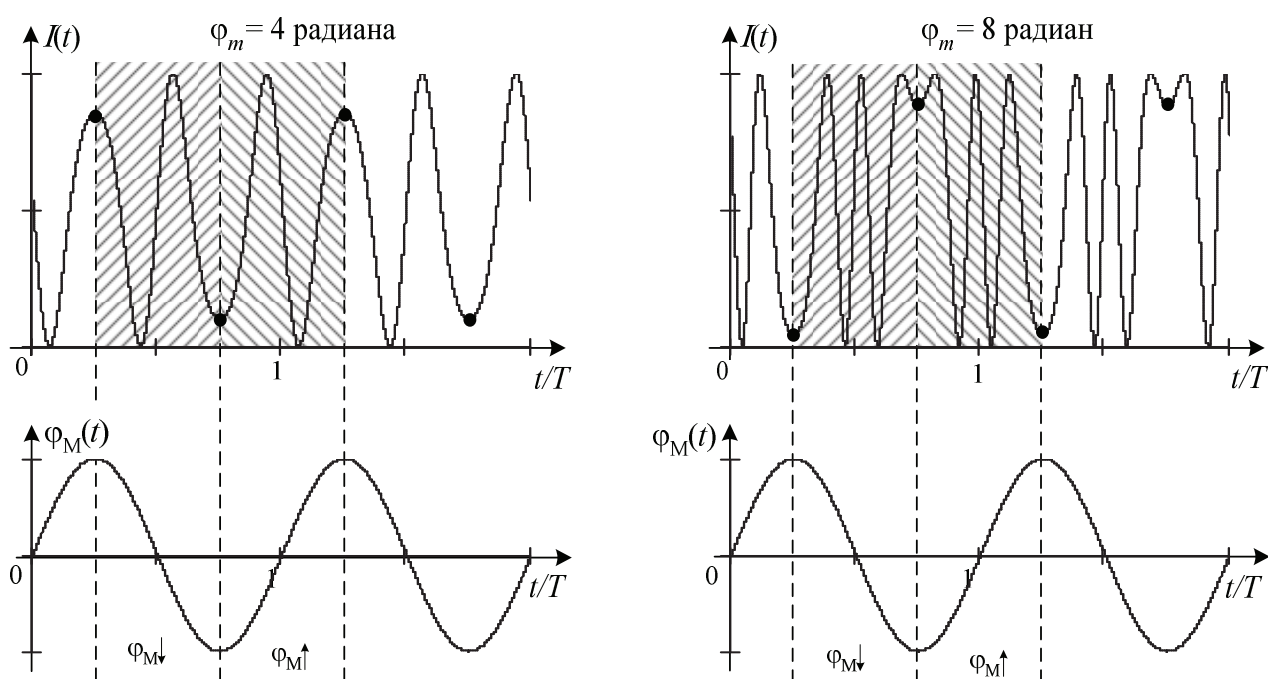


Рисунок 1.28. Точки поворота интерференционного сигнала с гармонической фазовой модуляцией (точки поворота отмечены черными кружками).

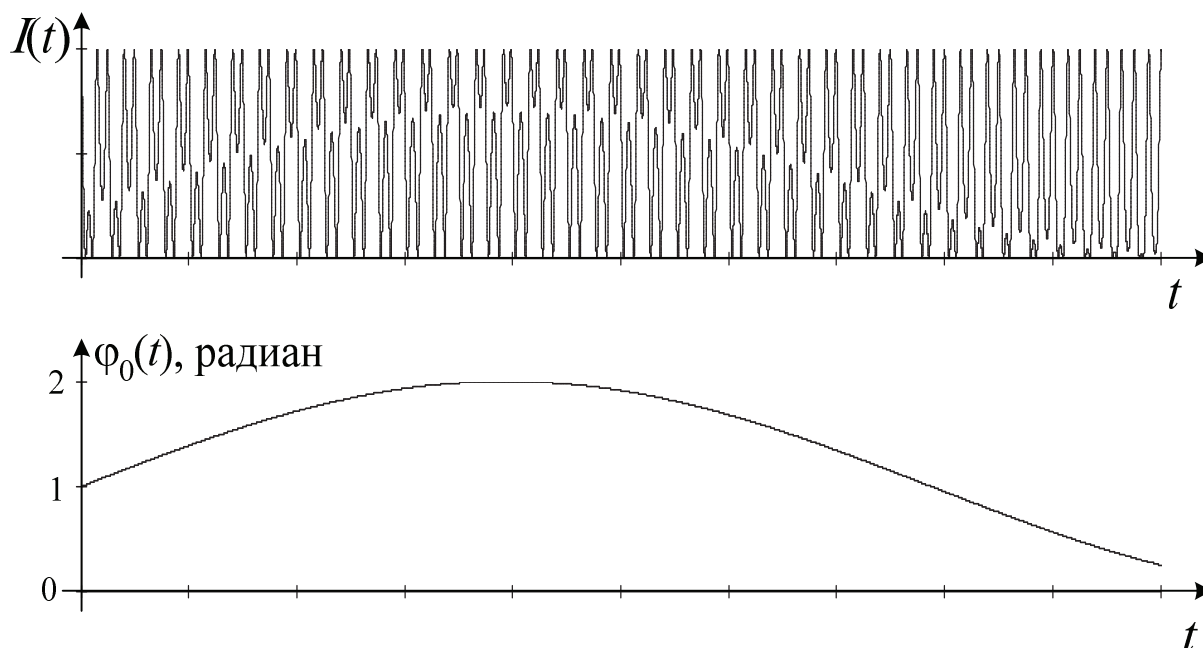


Рисунок 1.29. Интерференционный сигнал $I(t)$ при $\varphi_m = 3,11 \approx \pi$ и медленно меняющейся начальной фазе $\varphi_0(t)$.

Таким образом, амплитуды гармоник интерференционного сигнала при гармонической фазовой модуляции выражаются через функции Бесселя от индекса модуляции φ_m , что характерно для угловой модуляции [21]. Кроме того, из (1.84) видно, что существенное значение на спектральный состав сигнала (так же как и на его форму) оказывает значение начальной фазы φ_0 . Изменения формы и спектра интерференционного сигнала при изменении φ_0 показаны на рисунке 1.30. В общем случае можно сформулировать следующие свойства гармоник интерференционного сигнала с гармонической модуляцией аргумента:

1) Амплитуды нечетных гармоник пропорциональны $\sin(\varphi_0)$. Они максимальны при $\varphi_0 = \pm \pi/2$ (в середине склонов характеристики $I(\Delta\varphi)$, точки *A* на рисунке 1.30) и обращаются в ноль при $\varphi_0 = 0, \pi, 2\pi$ (экстремумы характеристики $I(\Delta\varphi)$, точки *B* на рисунке).

2) Амплитуды четных гармоник пропорциональны $\cos(\varphi_0)$. Они максимальны в экстремумах (точки B) и обращаются в ноль в середине склона (точки A).

3) Для начальных фаз, находящихся на соседних склонах характеристики $I(\Delta\varphi)$, нечетные гармоники будут противофазны.

4) Для начальных фаз, соответствующих области максимума (выше точек A) и области минимума (ниже точек A) характеристики $I(\Delta\varphi)$, четные гармоники будут противофазны.

Такое согласованное взаимное изменение амплитуд произвольной четной и нечетной гармоник при смещении рабочей точки (пропорционально $\cos(\varphi_0)$ и $\sin(\varphi_0)$) является т.н. квадратурным изменением, амплитуды четной и нечетной гармоники модулированного интерференционного сигнала являются квадратурными функциями φ_0 .

Конкретный характер соотношения гармоник сигнала интерферометра зависит от индекса модуляции. При малых индексах модуляции ($\varphi_m \ll \pi$) практически на всем склоне характеристики $I(\Delta\varphi)$ первая гармоника значительно больше суммы всех высших гармоник. Сигнал интерферометра близок к гармоническому колебанию, но амплитуда содержит множитель $\sin(\varphi_0)$. Исключение составляет малая окрестность δ точек экстремумов (точек B), где максимальной становится вторая гармоника. Сказанное иллюстрирует рисунок 1.30, на котором приведены графики для $\varphi_m=0,2$ радиан. С учетом аппроксимаций функций Бесселя для малых аргументов можно показать, что отклонение от экстремума при котором вторая гармоника превышает первую составляет

$$\delta \approx \frac{\varphi_m}{4} . \quad (1.85)$$

Например, в случае $\varphi_m = 0,2$ радиан (для которого приведены графики на рисунке 1.30) получаем $\delta \approx 0,05$ радиан.

Если величина индекса модуляции по порядку величины сопоставима с π ($1 < \varphi_m < \pi$), то ситуация начинает меняться, рисунок 1.31. По-прежнему в середине склона передаточной характеристики максимальна первая гармоника, а вблизи экстремумов вторая гармоника модулирующей частоты. Но гармоники высшего порядка (третья, и четвертая) становятся существенными. В промежуточной области между точками A и B амплитуды первой и второй гармоники так же могут быть сопоставимы по величине. А при индексе $\varphi_m = 2,63$ максимальные значения амплитуд первой и второй гармоники становятся равными (рисунок 1.31).

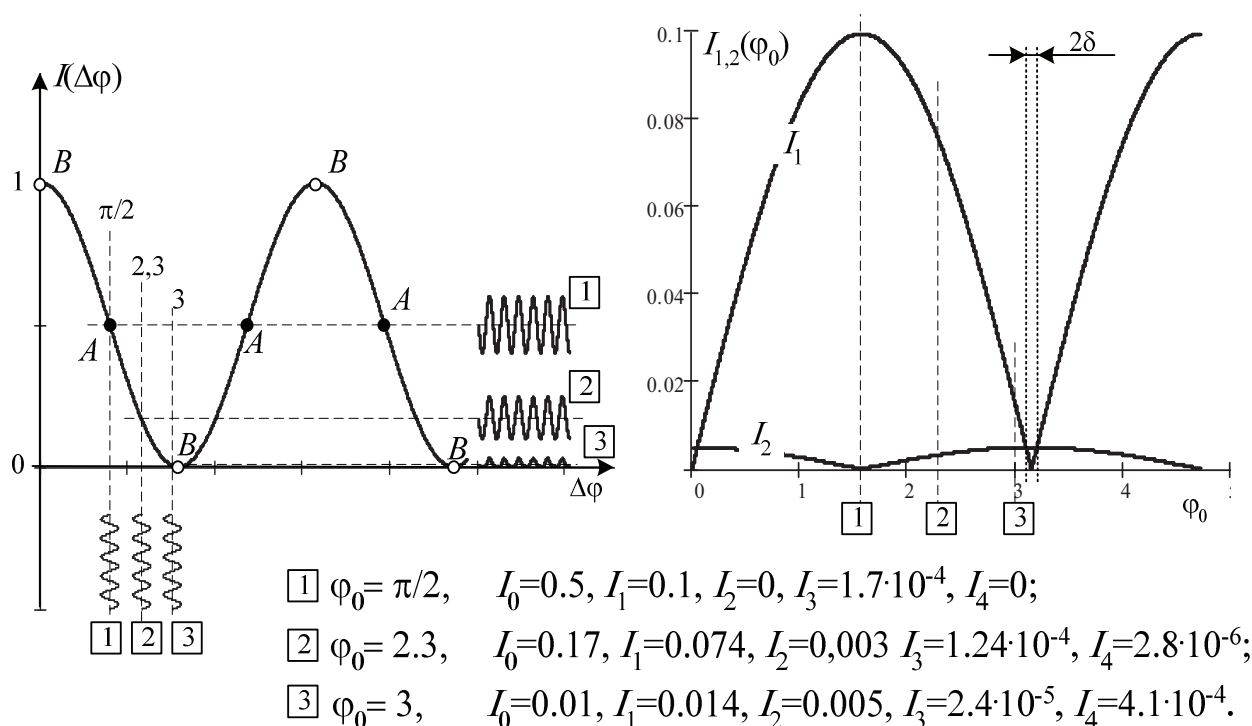


Рисунок 1.30. Спектральные составляющие модулированного интерференционного сигнала ($\varphi_m = 0,2$).

И, наконец, при значительных индексах модуляции ($\varphi_m \gg \pi$) спектр интерференционного сигнала содержит большой набор составляющих. Пренебрегать можно гармониками, номер которых значительно превышает индекс модуляции φ_m . Соотношение спектральных составляющих существенно зависит от начальной фазы. Пример показан на рисунке 1.32.

Как было показано, по виду интерференционного сигнала можно делать оценки индекса модуляции. Такие оценки можно сделать и по соотношению спектральных составляющих. Простой пример – регистрация индекса модуляции, при котором одна из основных гармоник (первая или вторая) обращаются в ноль вследствие обращения в ноль функции $J_{1,2}(\varphi_m)$. Первая гармоника обратится в ноль, когда индекс модуляции достигнет значения $\varphi_m = 3,83$, вторая – при $\varphi_m = 5,14$ радиана.

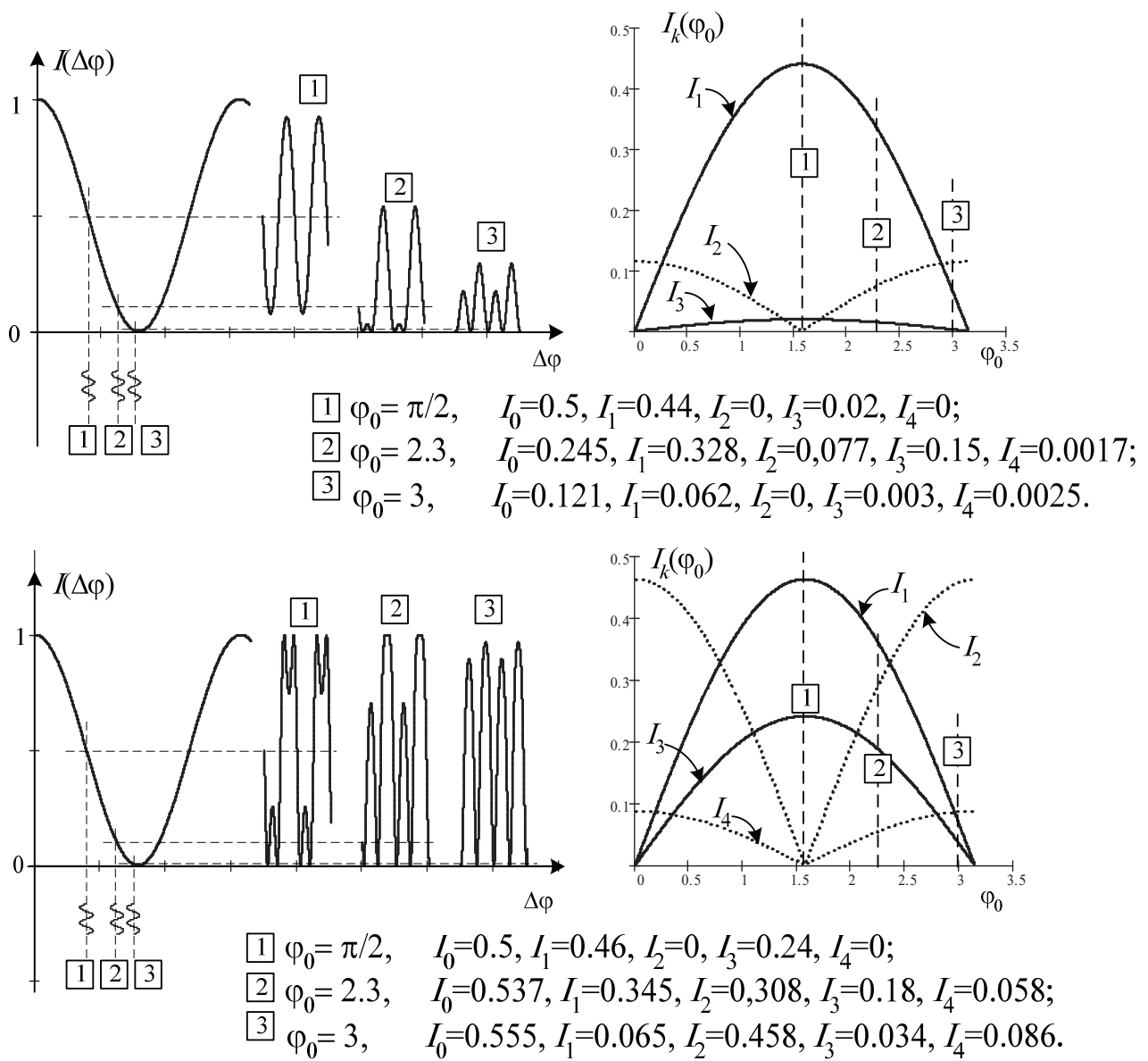


Рисунок 1.31. Спектральные составляющие модулированного интерференционного сигнала (верхние графики для $\varphi_m = 1$, нижние графики для $\varphi_m = 2,63$ радиана).

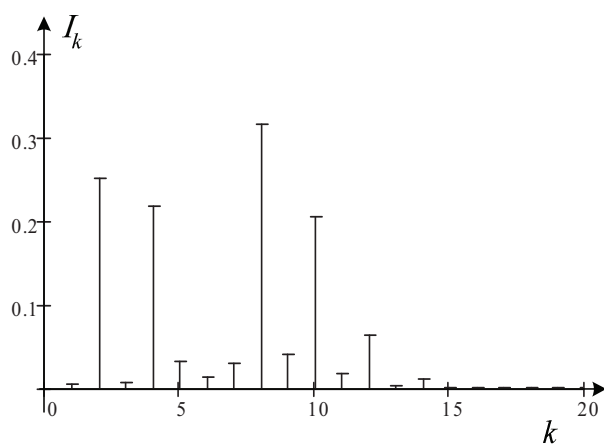
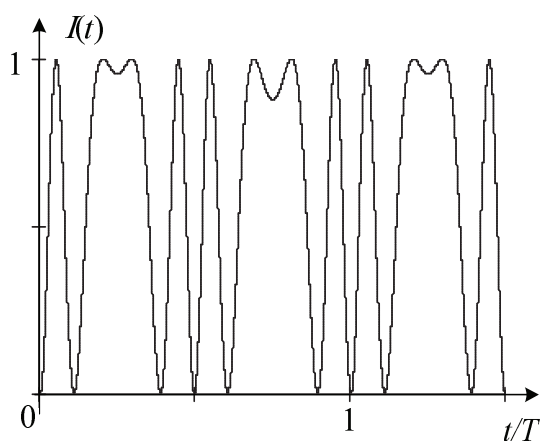
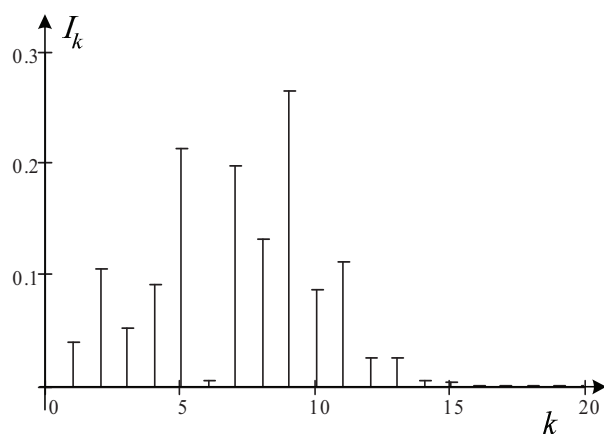
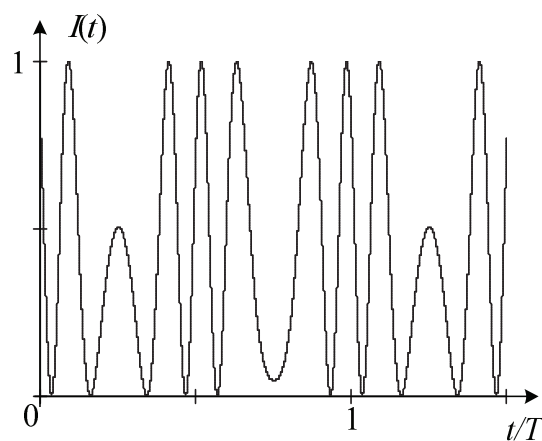
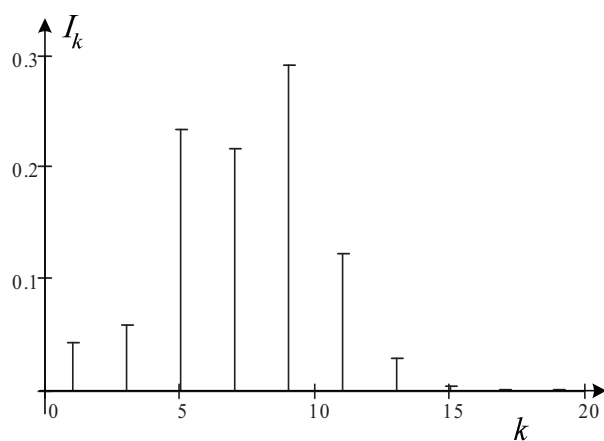
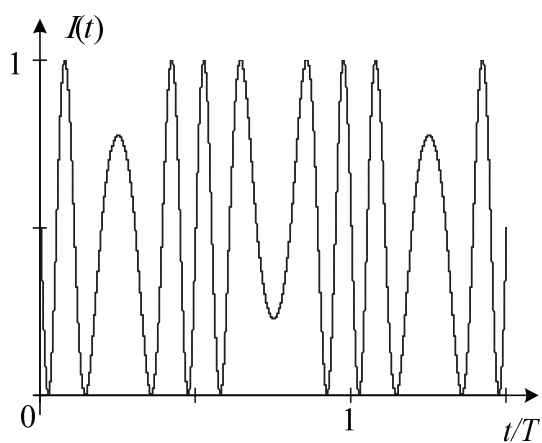


Рисунок 1.32. Форма и спектр модулированного интерференционного сигнала при $\varphi_m = 10$ и разных начальных фазах. Верхние графики для $\varphi_0 = \pi/2$, средние для $\varphi_0 = 2$, нижние графики для $\varphi_0 = 3$.

1.3.5.2. Пилообразная модуляция

Пилообразная модуляция дает участки с линейным во времени нарастанием аргумента интерференционного сигнала, рисунок 1.33. На некотором периоде модуляции ($0 < t < T$) аргумент интерференционного сигнала можно записать в виде

$$\Delta\varphi(t) = \begin{cases} \varphi_0 + \left(\frac{\varphi_m}{gT}\right) \cdot t, & \text{при } 0 < t < gT \\ \varphi_0 + \varphi_m - \left(\frac{\varphi_m}{(1-g)T}\right) \cdot (t - gT), & \text{при } gT < t < T \end{cases}, \quad (1.86)$$

где $T=1/f_M$ – период модулирующего воздействия, φ_m – индекс модуляции аргумента, g – коэффициент, определяющий относительную длительность «прямого» и «обратного» хода пилы ($0 < g < 1$). Вид такой зависимости $\varphi(t)$ и модулированного интерференционного сигнала $I(t)$ приведен на рисунок 1.33 (график получен для параметров $V=1$, $g=0.9$, $\varphi_0=-1$ радиан). Верхний график $I(t)$ иллюстрирует случай $\varphi_m < 2\pi$, нижний график для случая $\varphi_m > 2\pi$.

Особенность данного вида модуляции состоит в том, что на участке монотонного изменения аргумента (т.е. линейного изменения) интерференционный сигнал повторяет вид передаточной функции $I(\Delta\varphi)$, т.е. косинусоидальное колебание.

Характерным примером является модуляция «треугольным» сигналом, когда $g=0,5$. При такой модуляции свойства интерференционного сигнала и по форме и по спектральному составу похожи на свойства сигнала с гармонической модуляцией. Но в данном случае вид сигнала между точками поворота не примерно, а полностью повторяет участок передаточной функции $I(\varphi)$.

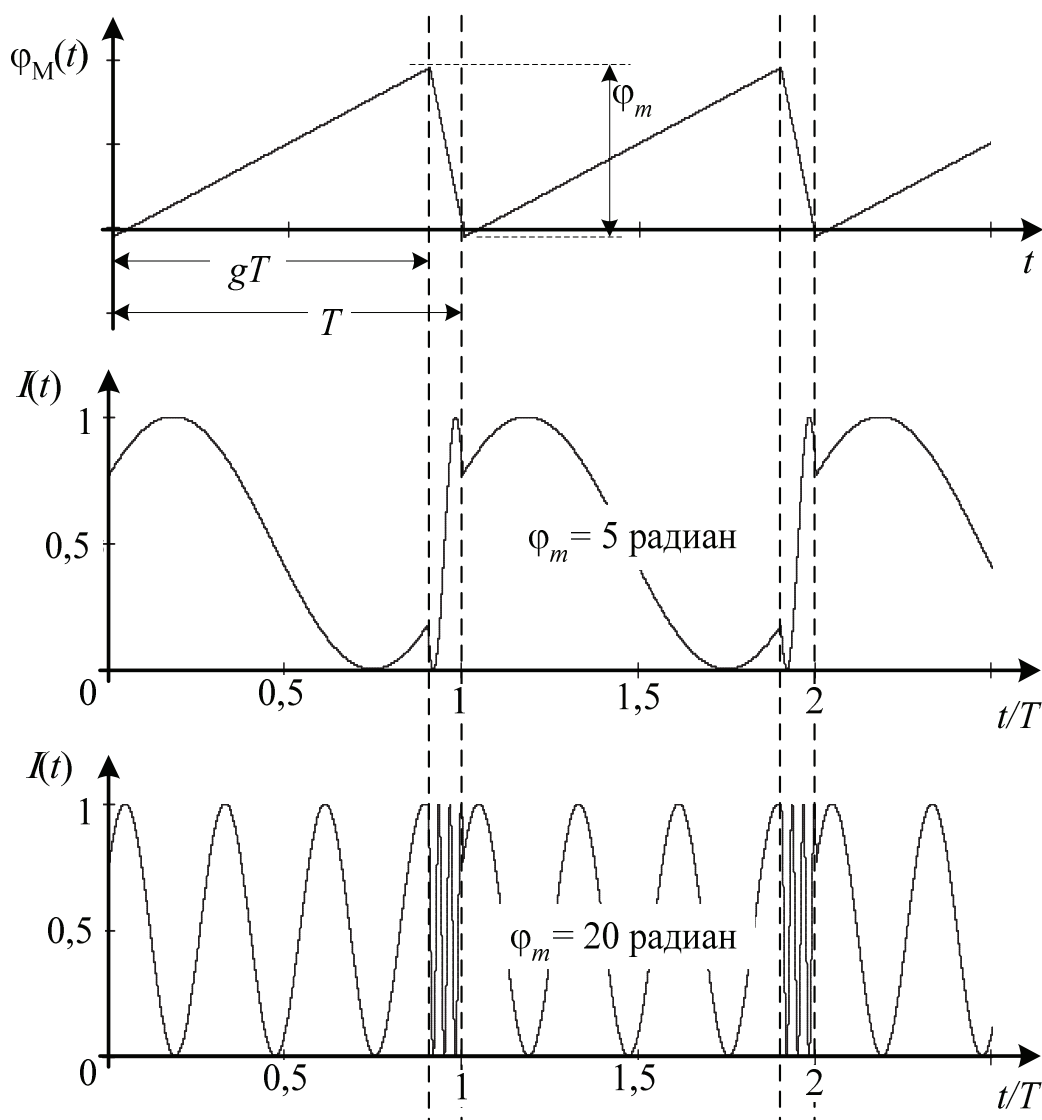


Рисунок 1.33. пилообразная вспомогательная модуляция и модулированный интерференционный сигнал.

Практический интерес представляет случай, когда $g \approx 1$, $(1-g) \ll 1$. Характерные изменения вида интерференционного сигнала при переходе к такому режиму показаны на рисунке 1.34. При снижении $(1-g)$ частота колебаний на участке $gT < t < T$ растет. В пределе, когда $g \rightarrow 1$, $(1-g) \rightarrow 0$ длительностью «обратного» хода модулирующего сигнала можно пренебречь (считаем, что переход происходит «мгновенно»).

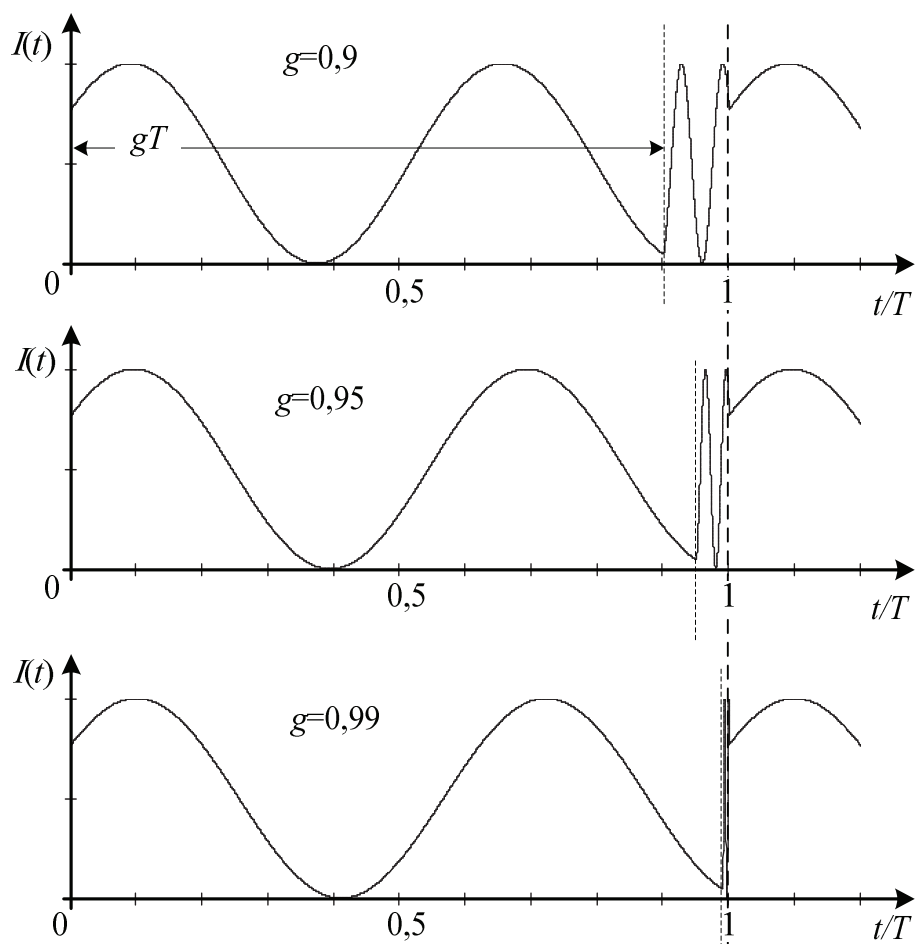


Рисунок 1.34. Интерференционный сигнал с пилообразной модуляцией при снижении длительности «обратного хода» ($g \rightarrow 1$), $\varphi_m = 10$ радиан.

Колебания интерференционного сигнала во время «мгновенного» обратного хода не наблюдаются (в реальном устройстве они отфильтровываются фотоприемником, имеющим ограничение частотного диапазона сверху). При этом для интервала $0 < t < T$ мы можем записать

$$\Delta\varphi(t) = \varphi_0 + \left(\frac{\varphi_m}{T}\right) \cdot t, \quad (1.87)$$

При $g \approx 1$ особым случаем является модуляция с индексом кратным 2π , т.е. при условии

$$\varphi_m = N \cdot 2\pi, \quad (1.88)$$

где N – целое положительное число. Интерференционный сигнал в случае $g \approx 1$ и приближения к условию (1.88) показан на рисунке 1.35. В течение периода модуляции сигнал интерферометра представляет собой участок гармонической зависимости. Однако в момент окончания периода модуляции (начала следующего периода) происходит скачек интенсивности. Величина скачка $I(\varphi_0 + \varphi_m) - I(\varphi_0)$. Если величина φ_m кратна 2π , то, понятно, что этот скачек сигнала в конце периода становится равным 0 (нижний график на рисунке 1.35). Тогда интерференционный сигнал можно записать в виде

$$I(t) = A_0 + A_m \cdot \cos(2\pi f_0 \cdot t + \varphi_0), \quad (1.89)$$

где $f_0 = N/T = N \cdot f_M$. Получается, что переменная составляющая интерференционного сигнала представляет собой гармоническое колебание с частотой f_0 , задаваемой параметрами модулирующего воздействия, и начальной фазой φ_0 равной разности фаз интерферирующих лучей.

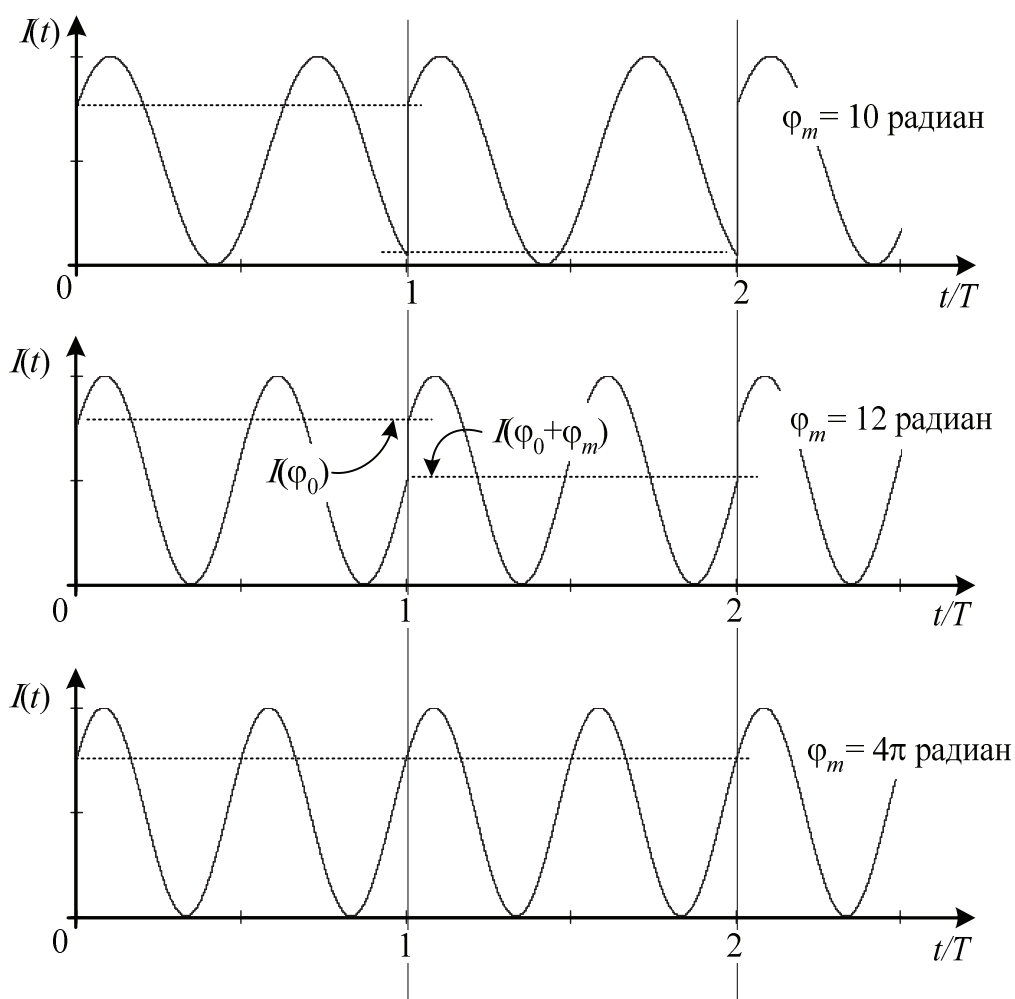


Рисунок 1.35. Интерференционный сигнал с пилообразной фазовой модуляцией при $g \approx 1$ и $\phi_m \rightarrow N \cdot 2\pi$.

1.3.6. Сигнал волоконного интерферометра Маха-Цендера с учетом флуктуаций параметров излучения

Приведенное рассмотрение сигналов волоконных интерферометров, несмотря на большое количество затронутых вопросов и большое количество формул является приближенным. При создании эффективных практических устройств на основе волоконных интерферометров приходится анализировать более сложные взаимосвязи, показывающие влияние на сигнал интерферометра флуктуаций параметров излучения на различных участках схемы.

1.3.6.1. Феноменологическая модель процессов в интерферометре

В качестве примера приведем рассмотрение сигнала волоконного интерферометра Маха-Цендера на основе т.н. феноменологической модели. В рамках такой модели, рисунок 1.36, в рассмотрение вводятся флуктуации фазы (частоты) и интенсивности излучения источника, а так же наведенные воздействиями флуктуации фазы и интенсивности в плечах интерферометра. Для определенности будем полагать, что указанные флуктуации достаточно малы для того, чтобы интерферирующие волны можно было полагать высококогерентными (именно такой ситуации обычно добиваются в практических волоконных интерферометрических измерительных устройствах).

Целью рассмотрения является получение выражений учитывающих величину и характер вклада данных флуктуаций в выходной интерференционный сигнал, а так же определение условий позволяющих рассматривать упрощенные выражения для интерференционного сигнала.

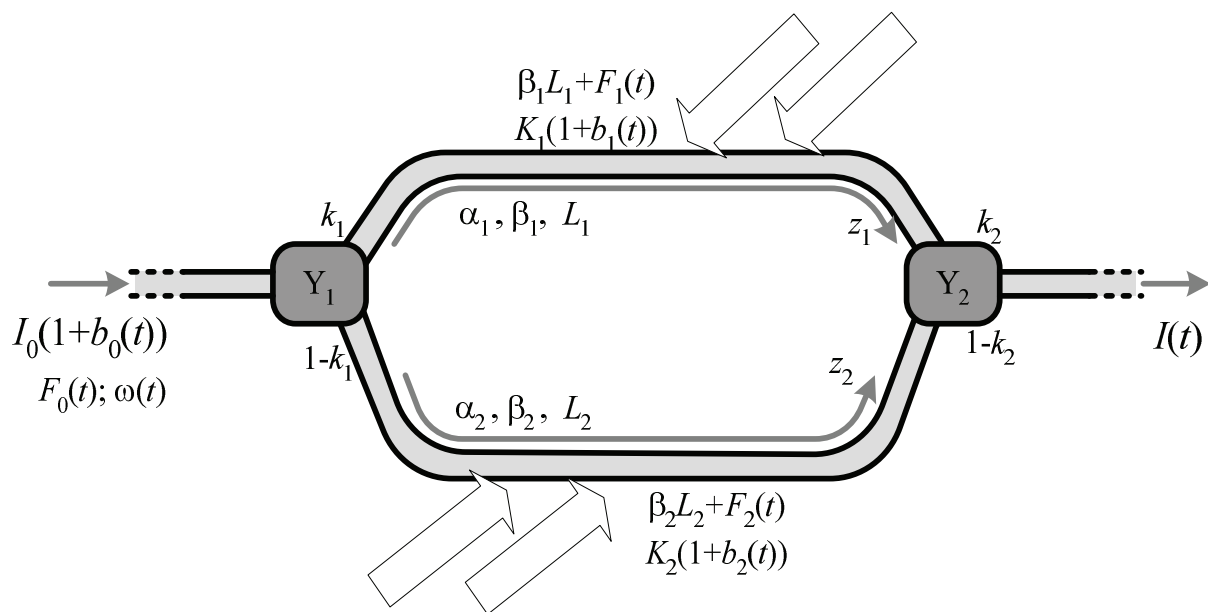


Рисунок 1.36. Схема, иллюстрирующая феноменологическую модель волоконного интерферометра Маха-Цендера.

1.3.6.2. Поле световой волны в различных точках интерферометра

Будем рассматривать комплексные амплитуды (скалярные, поскольку во всех частях схемы предполагается выполнения условий поляризационного согласования). Свойства световодов будем описывать геометрической длиной l , коэффициентом затухания α , постоянной распространения β и групповой скоростью $V_{\text{ГР}}$ на рабочей длине волны. Произведение βl определяет фазовую задержку света в волокне, а изменение величины βl от исходного значения будем обозначать символом F , рисунок 1.36.

Поле выходе волоконного световода BC_0 , т.е. на входе интерферометра представим в виде

$$E(x, y, t) = E_0(t) \cdot A(x, y) \cdot e^{-jF_0(t)}, \quad (1.90)$$

где E_0 - амплитудный множитель, имеющий размерность напряженности электрического поля, $A(x, y)$ - модовая функция световода, нормированная следующим образом

$$\int_0^\infty \int_0^\infty A^2(x, y) dx dy = 1. \quad (1.91)$$

Функция $F_0(t)$ учитывает флуктуации фазы (в общем случае угловую модуляцию) излучения на входе интерферометра.

Поле поступает на первый Y-разветвитель, который «делит» излучение на две составляющие, поступающие в плечи интерферометра Маха-Цендера. Считая Y₁-разветвитель «точечным», поля на выходе разветвителя (т.е. на входах плеч интерферометра Маха-Цендера), можно записать:

$$\begin{aligned} E_1(z_1 = 0, t) &= \sqrt{k_1} E_0 \cdot A_1 \cdot e^{-jF_0(t)}, \\ E_2(z_2 = 0, t) &= \sqrt{(1-k_1)} \cdot E_0 \cdot A_2 \cdot e^{-jF_0(t)}, \end{aligned} \quad (1.92)$$

где k_1 - коэффициент передачи Y-разветвителя (см. п. 1.2.2).

После первого Y_1 -разветвителя две составляющие поля E_1 и E_2 распространяются в двух оптических волокнах плеч интерферометра Маха-Цендера. На выходе этих волокон поля записываются в виде

$$\begin{aligned} E_1(z_1 = l_1, t) &= \sqrt{k_1} E_0 \cdot A_1 \cdot e^{-\alpha_1 l_1} \cdot e^{-j\beta l_1} \cdot e^{-j(F_0(t-t_1)+F_1(t-\tau_1))}, \\ E_2(z_2 = l_2, t) &= \sqrt{(1-k_1)} \cdot E_0 \cdot A_2 \cdot e^{-\alpha_2 l_2} \cdot e^{-j\beta l_2} \cdot e^{-j(F_0(t-t_2)+F_2(t-\tau_2))}, \end{aligned} \quad (1.93)$$

где l_1, l_2, β – геометрические длины и постоянная распространения для невозмущенных волокон в плечах интерферометра, $\alpha_1, \alpha_2, F_1(t), F_2(t)$ - параметры потерь и локальные изменения фазы волн в плечах интерферометра, вызванные воздействиями. Величины $t_1=l_1/V_{ГР}$ и $t_2=l_2/V_{ГР}$ – групповые задержки в волокнах длиной l_1 и l_2 в двух плечах интерферометра. Задержки $\tau_1=(l_1-z_1)/V_{ГР}$ и $\tau_2=(l_1-z_2)/V_{ГР}$ – групповые задержки на участках от точки возмущения до конца плеча интерферометра.

Затем поля (1.93) поступают на Y_2 -разветвитель (точнее «объединитель»). В силу принципа суперпозиции поле на выходе «точечного» Y_2 -разветвителя можно представить как сумму

$$\begin{aligned} E_3(z_3 = 0, t) &= \sqrt{k_2} E_1 + \sqrt{(1-k_2)} E_2 = \\ &= \sqrt{k_1 \cdot k_2} E_0 \cdot A_3 \cdot e^{-\alpha_1 l_1} \cdot e^{-j\beta l_1} \cdot e^{-j(F_0(t-t_1)+F_1(t-\tau_1))} + \\ &\quad + \sqrt{(1-k_1)(1-k_2)} E_0 \cdot A_3 \cdot e^{-\alpha_2 l_2} \cdot e^{-j\beta l_2} \cdot e^{-j(F_0(t-t_2)+F_2(t-\tau_2))} \end{aligned} \quad (1.94)$$

В приведенных выражениях во всех волокнах схемы указаны свои модовые функции A . Они будут одинаковыми для одинаковых волокон и различаться, если волокна разные. Отметим, что все модовые функции подчиняются нормировке (1.91) и в конечные выражения для средней интенсивности сами модовые функции не войдут. Но использование

разных волокон и различие их модовых функций отразится на значениях коэффициентов разветвителей k_1, k_2 .

1.3.6.3. Интенсивность выходной световой волны интерферометра

Поскольку мерой интенсивности является усредненный квадрат напряженности электрического поля (см. п. 1.1.1), то с учетом нормировки (1.91) получим для средней по поперечному сечению интенсивности в выходном световоде выражение

$$I(t) = (E_3 E_3^*)_{\text{CP}} = I_0 k_1 k_2 e^{-2\alpha_1 l_1} + I_0 (1 - k_1)(1 - k_2) e^{-2\alpha_2 l_2} + 2I_0 \sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2)} \cdot e^{-(\alpha_1 l_1 + \alpha_2 l_2)} \cdot \cos[\beta l_1 - \beta l_2 + \{F_0(t - t_1) - F_0(t - t_2)\} + \{F_1(t - \tau_1) - F_2(t - \tau_2)\}], \quad (1.95)$$

где I_0 – средняя интенсивность во входном световоде ВС₀.

С целью упрощения записи последующих выражений и удобства их анализа сделаем некоторые преобразования и переобозначения. Используем разность хода лучей интерференционной схемы $\Delta l = l_1 - l_2$. Введем суммарную и разностную временные задержки плеч

$$t_{\Sigma} = \frac{t_1 + t_2}{2}, \quad \Delta t = t_1 - t_2 = \frac{\Delta l}{V_{\text{сп}}}; \quad (1.96)$$

Введем множители, имеющие смысл коэффициентов пропускания (по мощности) участков схемы

$$K_1 = e^{-2\alpha_1 l_1}, \quad K_2 = e^{-2\alpha_2 l_2}. \quad (1.97)$$

В результате выражение для интенсивности света на выходе удаленного интерферометра Маха-Цендера (1.95) приводится к структуре, аналогичной выражению (1.47). Действительно, сгруппировав части выражения (1.95) получим

$$I = A_0 + A_m \cos(\Delta\varphi), \quad (1.98)$$

где A_0 , A_m , – постоянная составляющая и амплитуда, а $\Delta\varphi$ – фаза или аргумент интерференционного сигнала, причем

$$\begin{aligned} A_0 &= I_0 \cdot (k_1 k_2 K_1 + (1 - k_1)(1 - k_2) K_2), & A_m &= I_0 \cdot 2\sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2) \cdot K_1 K_2}, \\ \Delta\varphi &= \beta\Delta l + F_0\left(t - t_\Sigma + \frac{\Delta t}{2}\right) - F_0\left(t - t_\Sigma - \frac{\Delta t}{2}\right) + F_1(t - \tau_1) - F_2(t - \tau_2). \end{aligned} \quad (1.99)$$

1.3.6.4. Фаза интерференционного сигнала

Рассмотрим более детально аргумент интерференционного сигнала, полученный в предыдущем пункте. Выражение для $\Delta\varphi$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \beta\Delta l + \left[F_0\left(t - t_\Sigma + \frac{\Delta t}{2}\right) - F_0\left(t - t_\Sigma - \frac{\Delta t}{2}\right) \right] + [F_1(t - \tau_1) - F_2(t - \tau_2)] = \\ &= \varphi_0 + \delta\varphi_0(t) + \delta\varphi(t), \end{aligned} \quad (1.100)$$

где начальная (при отсутствии возмущений) разность фаз световых волн в плечах обозначена φ_0 , слагаемое, связанное с возмущениями фазы света на входе интерферометра F_0 обозначено как $\delta\varphi_0(t)$, а слагаемое, определяемое возмущением фазы света в плечах интерферометра $F_{1,2}$ обозначено $\delta\varphi(t)$.

Полагаем, что частотный диапазон воздействий, вызывающих возмущения фазы света F ограничен некоторой верхней частотой f_B . Учтем, что для большинства практических ситуаций, когда Δl не превышает сотни метров, а f_B сотен кГц, выполняется условие:

$$\Delta t \ll \frac{1}{f_B} \quad (1.101)$$

Тогда, слагаемое фазы интерференционного сигнала, связанное с возмущением F_0 можно преобразовать к виду

$$\delta\varphi_0(t) = F_0\left(t - t_\Sigma + \frac{\Delta t}{2}\right) - F_0\left(t - t_\Sigma - \frac{\Delta t}{2}\right) \approx \frac{\partial F_0(t - t_\Sigma)}{\partial t} \Delta t = \delta\omega(t - t_\Sigma) \cdot \frac{\Delta l}{V_{cp}}, \quad (1.102)$$

где производная от фазового сдвига $F_0(t)$ по времени имеет физический смысл изменения круговой частоты света и поэтому обозначена как $\delta\omega$.

Следует отметить, что результат (1.102) можно получить иначе, если сразу рассматривать угловую модуляцию входного излучения как флуктуации частоты оптического источника $\delta\omega(t)$ и вместо внесенной фазовой задержки F_0 учесть хроматическую дисперсию. Вследствие хроматической дисперсии постоянная распространения меняется от ω ($\beta = \beta(\omega)$) и может быть представлена в виде известного разложения в ряд Тейлора вблизи исходной частоты $\omega_0 = 2\pi \cdot \nu_0$. Учитывая только два первых члена этого ряда (первый порядок дисперсии), получим

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \frac{\partial \beta(\omega)}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \dots \approx \beta(\omega_0) + \frac{\delta\omega}{V_{gp}}, \quad (1.103)$$

где $\delta\omega = \omega - \omega_0$ – отклонение частоты, $V_{gp} = (\delta\beta/\delta\omega)^{-1}$ – групповая скорость. Если подставить разложение (1.103) в (1.100) (в данном случае $F_0(t)=0$) и учесть время прохождения интерферометра, то для аргумента интерференционного сигнала получим

$$\Delta\phi(t) = \beta(\omega)\Delta l + \delta\phi(t) = \beta(\omega_0)\Delta l + \delta\omega(t - t_\Sigma) \frac{\Delta L}{V_{gp}} + \delta\phi(t). \quad (1.104)$$

Структура аргумента не изменилась, причем, как и в (1.102) получили $\delta\phi_0(t) = \delta\omega(t - t_\Sigma) \Delta L / V_{gp}$.

Приведенные выше рассуждения подразумевали локальное возмущение фазы света. В случае нескольких таких возмущений, результат можно представить как их суперпозицию. В общем случае, если ввести распределенное возмущение фазы $F(t, z)$, то, учитывая (1.101) $\delta\phi$ можно определить как

$$\delta\phi(t) = F_1(t - t_\Sigma) - F_2(t - t_\Sigma), \quad F_{1,2}(t) = \int_0^{l_{1,2}} F(t - z_{1,2}/V_{gp}, z) dz \quad (1.105)$$

С другой стороны, кроме неравенства (1.101) на практике часто выполняется условие

$$t_{\Sigma} \ll \frac{1}{f_B} \quad (1.106)$$

Тогда, временными задержками при прохождении схемы можно пренебречь и рассматривать “одномоментные” интегральные возмущения фазы света на участках:

$$\begin{aligned} \delta\omega(t - t_{\Sigma}) &\approx \delta\omega(t), \\ \delta\varphi_0(t) &\approx \delta\omega(t) \cdot \frac{\Delta l}{V_{zp}} \approx \frac{\partial F_0(t)}{\partial t} \cdot \frac{\Delta l}{V_{zp}}, \\ \delta\varphi(t) &= F_1(t) - F_2(t), \quad F_{1,2}(t) = \int_0^{l_{1,2}} F_{1,2}(t, z) dz \end{aligned} \quad (1.107)$$

В результате, с учетом принятия указанных допущений итоговые выражения для составляющих аргумента интерференционного сигнала можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(t) &= \varphi_0 + \delta\varphi_0(t) + \delta\varphi(t), \\ \varphi_0 &= \beta \cdot \Delta L, \quad \delta\varphi_0(t) = \delta\omega(t) \cdot \frac{\Delta l}{V_{zp}} = \frac{\partial F_0(t)}{\partial t} \cdot \frac{\Delta l}{V_{zp}}, \quad \delta\varphi(t) = F_1(t) - F_2(t). \end{aligned} \quad (1.108)$$

1.3.6.5. Аддитивная составляющая и амплитуда интерференционного сигнала

Введенные выше (1.99) аддитивная составляющая и амплитуда интерференционного сигнала, обозначенные A_0 и A_m , также могут меняться во времени в результате изменения мощности источника или воздействий на световоды, вызывающих флуктуации интенсивности света. С учетом этого можно записать

$$\begin{aligned} A_0(t) &= I_0 \cdot [k_1 k_2 K_1(t) + (1 - k_1)(1 - k_2) K_2(t)], \\ A_m(t) &= I_0 \cdot 2\sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2)} \cdot K_1(t) K_2(t), \end{aligned} \quad (1.109)$$

где $I_0(t)$ учитывает флуктуации мощности источника, $K_{1,2}(t)$ согласно (1.97), характеризует изменение потерь мощности света в плечах интерферометра. Возможным дрейфом параметров разветвителей пренебрегаем, поскольку такие изменения малы и являются квазистатическими.

Для анализа амплитудных флуктуаций света введем относительное отклонение (от среднего уровня) мощности источника $b_0(t)$ и относительные отклонения коэффициентов пропускания световодов при воздействиях на волоконные плечи интерферометра $b_1(t)$, $b_2(t)$. Тогда в выражении (1.99) следует произвести следующие замены

$$I_0(t) \leftrightarrow I_0 \cdot (1 + b_0(t)), \quad K_{1,2}(t) \leftrightarrow K_{1,2} \cdot (1 + b_{1,2}(t)) . \quad (1.110)$$

В интерференционных схемах Маха-Цендера, как правило, $\alpha_1 \approx \alpha_2$, $\Delta l \ll l_1, l_2$. Поэтому исходные потери мощности в плечах интерферометра при отсутствии воздействий можно полагать одинаковыми. Тогда при замене (1.110) следует использовать

$$K_1(t) \approx K'(1 + b_1(t)), \quad K_2 \approx K'(1 + b_2(t)) , \quad (1.111)$$

где K' – коэффициент пропускания (по мощности) невозмущенного плеча интерферометра. Введение в рассмотрение этих флуктуаций было указано на рисунке 1.36.

В реальных дистанционных интерферометрических схемах, особенно с волоконными подводящим и отводящим участками, разумно предположить, что флуктуации интенсивности, возникающие из-за шумов источника и внешних воздействий на участки схемы малы

$$b(t) \ll 1 \quad (1.112)$$

Тогда, раскрывая фрагменты выражений A_0 , A_m и отбрасывая слагаемые второго порядка малости, можно записать следующие приближения

$$\begin{aligned} k_1 k_2 K_1 + (1 - k_1)(1 - k_2) K_2 &\approx \\ &\approx K' \cdot [k_1 k_2 + (1 - k_1)(1 - k_2)] + K' \cdot [k_1 k_2 \cdot b_1(t) + (1 - k_1)(1 - k_2) \cdot b_2(t)], \\ \sqrt{K_1 K_2} = K' \sqrt{(1 + b_1(t))(1 + b_2(t))} &\approx K' \sqrt{1 + b_1(t) + b_2(t)} \approx K' \cdot \left(1 + \frac{b_1(t) + b_2(t)}{2}\right). \end{aligned} \quad (1.113)$$

Эти приближения подставим в (1.109) и получим

$$\begin{aligned} A_0(t) &\approx A_0 \cdot (1 + b_0(t)) + I_0 K' \cdot [k_1 k_2 \cdot b_1(t) + (1 - k_1)(1 - k_2) \cdot b_2(t)], \\ A_m(t) &\approx A_m \cdot \left(1 + b_0(t) + \frac{b_1(t) + b_2(t)}{2}\right), \end{aligned} \quad (1.114)$$

где в правой части под слагаемым A_0 и множителем A_m подразумеваются постоянная составляющая и амплитуда сигнала при отсутствии возмущений, согласно выражениям в (1.49).

На практике часто стремятся реализовать вариант с одинаковыми симметричными разветвителями, когда $k_1 = k_2 = 1/2$. В этом случае из (1.114) получим

$$\begin{aligned} A_0(t) &\approx A_0 \cdot \left(1 + b_0(t) + \frac{b_1(t) + b_2(t)}{2}\right), \\ A_m(t) &\approx A_m \cdot \left(1 + b_0(t) + \frac{b_1(t) + b_2(t)}{2}\right), \end{aligned} \quad (1.115)$$

где опять в правой части под A_0 и A_m подразумеваются постоянная составляющая и амплитуда сигнала при отсутствии возмущений.

1.3.6.6. Свойства сигнала интерферометра Маха-Цендера.

Итак, выходной сигнал дистанционной интерферометрической схемы Маха-Цендера имеет вид

$$I(t) = A_0(t) + A_m(t) \cdot \cos(\Delta\phi(t)), \quad (1.116)$$

где аддитивная составляющая $A_0(t)$ а так же косинусоидальное слагаемое с амплитудой $A_m(t)$ и аргументом $\Delta\varphi(t)$ содержат вклад от флуктуаций параметров излучения на входе и в плечах интерферометра. Связь составляющих интерференционного сигнала с флуктуациями при выполнении указанных выше допущений задается выражениями (1.108) и (1.114). При этом можно сделать следующие выводы из проведенного анализа.

1) флуктуации интенсивности дают вклад в аддитивную составляющую и амплитуду сигнала (и не дают вклад в аргумент). Наоборот фазовые (частотные) флуктуации влияют на аргумент сигнала и не влияют на A_0 и A_m .

2) Как уже говорилось, измерительные возможности интерферометра связаны с наведенными изменениями фазы, так как фазовая задержка световой волны наиболее чувствительна к внешним воздействиям на волокно. Поэтому информацию об измеряемом воздействии содержит, прежде всего, разность фазовых задержек плеч и именно аргумент интерференционного сигнала представляет интерес при применении интерферометров. В связи с этим отметим свойства $\Delta\varphi(t)$ более подробно.

- Аргумент интерференционного сигнала имеет сложную структуру, которая в большинстве случаев описывается выражением (1.108).

- Первые два слагаемых аргумента φ_0 и $\delta\varphi(t)$ связаны с разностью фазовых задержек световых волн при прохождении плеч интерферометра. Постоянная величина φ_0 описывает исходную разность фаз интерферирующих полей при отсутствии воздействий и задает т.н. рабочую точку интерферометра. Слагаемое $\delta\varphi(t)$ отражает изменение разности фаз интерферирующих полей в результате внешних воздействий на интерферометр и несет информацию об этих

воздействиях. Отметим, что медленное изменение внешних условий интерферометра (температуры, давления и т.д.) обычно рассматривают как паразитные и неинформативные изменения по сравнению с более “быстрыми” воздействиями (акустические и гидроакустические поля, вибрации и т.д.), подлежащими измерению. При этом полагают, что величина φ_0 подвержена медленным квазистатическим изменениям (дрейфу) от внешних условий, а $\delta\varphi(t)$ связывают только с внешними воздействиями в информативной полосе частот.

- Третье слагаемое в (1.108) описывает влияние флуктуаций фазы или частоты излучения источника. Оно отражает механизм влияния частотных шумов источника и возможность вспомогательной модуляции фазы интерференционного сигнала посредством частотной модуляции источника. Отметим, что влияние угловой модуляции (модуляции фазы или частоты) световой волны на входе интерферометра определяется множителем $\Delta l/V_{\text{гр}}$. Уменьшение Δl позволяет устранить влияние флуктуаций частоты и фазы света на входе интерферометра, однако исключает возможность соответствующей вспомогательной модуляции фазы интерференционного сигнала.

- При протяженных участках оптической схемы возможно невыполнение условия (1.106). В этом случае приведенный выше анализ остается справедливым, однако при определении вклада флуктуаций фазы световой волны следует дополнительно учитывать соответствующие временные задержки. Эти задержки учтены в (1.102), (1.105). Аналогичные выражения можно составить и для флуктуаций интенсивности $b(t)$.

- В некоторых случаях при высоких частотах модулирующих воздействий возможно невыполнение условия (1.101). В этом случае выражения для вкладов от этих воздействий в амплитуду и фазу

интерференционного сигнала будут отличаться от (1.108) и (1.114). Например, в [22] приведены такие выражения для вклада от флуктуаций фазы $F_0(t)$. Однако общий анализ этого случая требует отдельного рассмотрения.

3) Информация о фазовых возмущениях, наведенных воздействием на интерферометр, содержится только в аргументе интерференционного сигнала. Поэтому при разработке устройств на основе интерферометров часто стараются применить специальные методы обработки интерференционного сигнала, при которых выходной сигнал системы обработки отражает только изменения аргумента $\Delta\varphi(t)$ и не чувствителен к флуктуациям амплитуды и аддитивной составляющей (такие методы будут рассмотрены в части 3). Но и в этом случае при анализе разрешающей способности важно учитывать все составляющие интерференционного сигнала, поскольку шумовые флуктуации интенсивности могут влиять на регистрируемый выходной сигнал прибора.

В заключение отметим, что ценность рассмотрения феноменологической модели интерферометра Маха-Цендера не только в итоговых формулах, описывающих интерференционный сигнал с учетом флуктуаций параметров световых волн. Тем более что упрощенный вариант таких формул можно получить и без подробного анализа полей на всех участках схемы. Например, выражения (1.108), вообще говоря, можно получить непосредственно из анализа и обобщения формул для разности фаз лучей в двухлучевом интерферометре (1.41). Но важным обстоятельством является то, что продемонстрированный подробный анализ позволил показать те условия и предположения, которые позволяют перейти к относительно простым итоговым выражениям. Так же показана основа для получения

интерференционного сигнала в случае, когда такие условия как (1.101) или (1.106) не выполняются.

Напомним, что в приведенном рассмотрении интерферометра Маха-Цендера не затрагиваются вопросы возможного поляризационного рассогласования элементов схемы, источник излучения полагается высококогерентным (немонохроматичность реального источника учитывается через рассмотрение флуктуаций частоты лазера). Кроме того, в модель не включены флуктуации параметров излучения во входном световоде (хотя такие флуктуации можно объединить с $F_0(t)$ и $b_0(t)$) и выходном световоде интерферометрической схемы. В общем случае описание практической волоконной интерферометрической схемы Маха-Цендера, даже на уровне рассмотренной феноменологической модели может быть значительно сложнее.

Литература к части 1

1. Основы Оптики. Борн М., Вольф Э.: Пер. с англ., М.: Наука, 1970.
2. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для физ. Спец. Вузов. – М.: Высш. Шк., 1985. – 351 с., ил.
3. Саржевский А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 608 с.
4. Л. Мандель, Э. Вольф. Оптическая когерентность и квантовая оптика: Пер. с англ./Под ред. В.В. Самарцева – М.: Наука. Физматлит, 2000. – 896 с., ил.
5. Волновая оптика. Калитеевский Н.И., из-во «Наука», 1971.
6. Гуляев Ю.В., Меш М.Я., Проклов В.В. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение. – М.: Радио и связь, 1991. – 152 с.: ил.
7. Оптоволоконные сенсоры: принципы и компоненты. Вып. 1: Пер. с англ./Под ред. Дж. Дейкин, Б. Калшо. – М.: Мир, 1992 – 438 с., ил.
8. Волоконно-оптические датчики. Т. Окоси и др.: пер. с япон. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. Отд-ние, 1990. – 256 с.: ил.

9. Волоконная оптика и приборостроение. М. М. Бутусов, С. Л. Галкин, С. П. Оробинский, Б. П. Пал; Под общ. Редакцией М. М. Бутусова. – Л.: Машиностроение. 1987.– 328 с.: ил.
10. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. Кульчин Ю. Н. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 272 с.
11. Fiberoptic Sensor Technology Handbook. Charnel M. Davis, Edward F. Carome, Martin H. Weik, Shaoul Ezekiel, Robert E. Einzig. Optical Technologies (OPTECH), 1986.
12. A Review of Recent Developments in Fiber Optic Sensor Technology. Alan D. Kersey. Optical fiber technology **2**, 291–317 (1996), article no. 0036, pp. 291-317
13. Fiber Sensor Technology Today. Kazuo Hotate. Optical fiber technology **3**, 356-402 (1997), article no. Of970230, pp. 356-402
14. Fiber Optic Sensors - An Introduction for Engineers and Scientists. Edited by Eric Udd. John Wiley & Sons, 2006.
15. Fiber Optic Sensors. Edited by Francis T.S. Yu, Shizhuo Yin. Macel Dekker, Inc. New York – Basel. 2002.
16. Multimode optical-fiber phase modulators and discriminators. I – Theory, II – Experiments, Electronics Letters, vol. 14, N11, 1978, pp.322-324 and pp.335-337.

17. Многоканальный прием сигналов межмодового интерферометра в условиях помех. Косарева Л.И., Котов О.И., Марков С.И. Письма в ЖТФ, 2000, т.26, №22, с.26-35.
18. Registration of influence on optical fiber by mode-mode interference. O. I. Kotov, L. B. Liokumovich, S. I. Markov. Int. Conf. "Lasers for Measurements and Information Transfer 2003". Proc. of SPIE, vol. 5381
19. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry. Yun-Jiang Rao and David A Jackson. Measurement Science and Technology, Volume 7, Issue 7, pp. 981-999 (1996).
20. Использование статистического подхода для описания процессов в многомодовых волоконных интерферометрах. Котов О.И., Кузубов С.Н., Медведев А.В., Николаев В.М., Филиппов В.Н. Оптика и спектроскопия, том 73, вып. 5, 1992, с. 1021-1026.
21. С. И. Баскаков. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высш. Шк., 2000.
22. Дистанционный волоконно-оптический датчик. Гиневский С.П., Котов О.И. Лиокумович Л.Б. Медведев А.В., Николаев В.М. Письма в ЖТФ, 1995, т.21, №12, с.62-66.