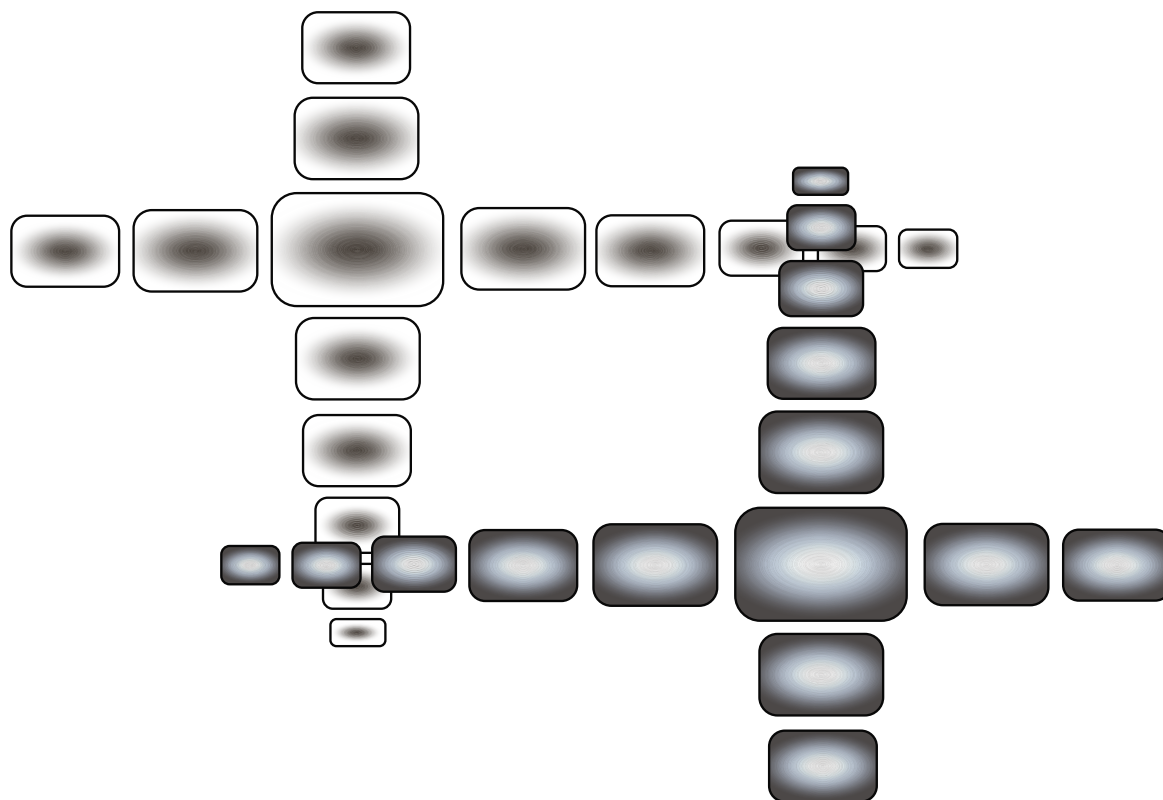


В. М. Петров, А. В. Шамрай
СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ
МОДУЛЯТОРЫ. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА



Санкт-Петербург
2021

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

В. М. Петров, А. В. Шамрай

**СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ
МОДУЛЯТОРЫ. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В
УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО

по направлению подготовки 12.04.01, 12.04.03
в качестве учебного пособия для реализации основных профессиональных
образовательных программ высшего образования магистратуры

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Санкт-Петербург
2021**

Петров В.М., Шамрай А.В., СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА– СПб: Университет ИТМО, 2021. – 225 с.

Рецензент:

Козлов Сергей Аркадьевич, доктор физико-математических наук, профессор, профессор (квалификационная категория "ведущий профессор") факультета фотоники и оптоинформатики, Университета ИТМО.

В систематизированном виде приводится описание принципов работы, основ разработки и конструирования, технологии изготовления СВЧ интегрально-оптических модуляторов.

Рассматриваются модуляторы, изготовленные на основе ниобата лития, арсенида галлия, фосфида индия, кремния, оптических полимеров.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2021
© Петров В. М., Шамрай А. В., 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Введение.....	6
ГЛАВА 1. ОСНОВЫ СВЧ МОДУЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ	8
1.1 Прямая и внешняя модуляция полупроводникового диодного лазера.....	8
1.2 Прямая токовая модуляция лазерного диода.....	11
1.3 Внешняя модуляция.....	19
1.4 Список контрольных вопросов к Главе 1.....	22
ГЛАВА 2. МАТЕРИАЛЫ И ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ	23
2.1 Ниобат лития LiNbO_3	24
2.2 Полупроводниковые материалы АЗВ5.....	33
2.3 Фосфид индия InP	45
2.4 Арсенид галлия GaAs	52
2.5 Кремний Si	58
2.6 Органические электрооптические материалы.....	65
2.7 Список контрольных вопросов к Главе 2.....	72
ГЛАВА 3. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ МОДУЛЯТОРОВ И ПРИНЦИПЫ ИХ РАБОТЫ	73
3.1 Прямой оптический волновод.....	73
3.2 Интерферометр Маха-Цендера.....	78
3.3 Составные модуляторы.....	81
3.4 Модуляторы на основе оптических фильтров.....	83
3.5 Управляемый направленный ответвитель.....	96
3.6 Список контрольных вопросов к Главе 3.....	98
ГЛАВА 4. ПРАКТИКА РАЗРАБОТКИ МОДУЛЯТОРОВ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ	99
4.1 Создание модуляторов на подложках LiNbO_3	99
4.2 Electroды модулятора.....	101
4.3 Оптическая схема модулятора Маха-Цендера в интегральном исполнении.....	106
4.4 Список контрольных вопросов к Главе 4.....	121
ГЛАВА 5. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МОДУЛЯТОРОВ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ	122
5.1 Ниобат лития. Основные физические свойства.....	123
5.2 Подложки (вэйферы) из ниобата лития.....	126
5.3 Технологии изготовления волноводов на подложках ниобата лития.....	128
5.4 Сравнение технологии термической диффузии титана и технологии протонного обмена.....	137
5.5 Параллельные волноводы под СВЧ электродами.....	141
5.6 Технология изготовления СВЧ электродов бегущей волны.....	142
5.7 Корпусирование модуляторов на основе ниобата лития.....	150
5.8 Список контрольных вопросов к Главе 5.....	169

ГЛАВА 6. ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДУЛЯТОРОВ, МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЙ, И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЙ.....	170
6.1 Оптический модулятор как линейная система передачи информации.....	170
6.2 Частотная характеристика модулятора.....	181
6.3 Напряжение прерывания модулятора.....	184
6.4 Оптические потери модулятора.....	186
6.5 Оптическая полоса пропускания модулятора.....	186
6.6 Частотная модуляция (чирп).....	186
6.7 Согласование импеданса / электрические отражения.....	190
6.8 Оптическая экстинкция.....	190
6.9 Электрическая экстинкция и глазковые диаграммы.....	191
6.10 Линейность, динамический диапазон и спектры.....	192
6.11 Максимальная оптическая мощность.....	196
6.12 Оптический контраст.....	196
6.13 Температурная стабильность и надежность.....	198
6.14 Список контрольных вопросов к Главе 6.....	198
Заключение.....	199
Список цитируемой литературы.....	201

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное пособие сочетает в себе обзор литературы, содержащий 428 наименований, результаты собственных научных исследований авторов, а также обобщение более чем двадцати летнего собственного практического опыта разработки и изготовления таких интегрально-оптических устройств, как: электрически-управляемые фильтры на основе отражательных решёток Брэгга, электрически-управляемые делители различных конфигураций, СВЧ интегрально-оптические амплитудные и фазовые модуляторы.

Количество публикаций на данную тему в научной периодике достигает нескольких сотен. В нашей книге мы включили в список литературы лишь некоторую часть из них. Поэтому представленный список не претендует на абсолютную полноту охвата. Имеется несколько монографий и сборников статей, которые отражают современное состояние как оптических телекоммуникаций в целом, так и состояние развития СВЧ интегрально-оптических модуляторов [1-8]. Эти книги будут полезны читателю как заметное дополнение к материалу, изложенному в нашей работе.

Особую благодарность авторы выражают сотрудникам ФТИ им. Иоффе РАН Ильичёву И. В., Лебедеву В. В., Агрузову П. М., Парфёнову М. В., Троневу А. В., а также студентам Университета ИТМО Герасименко Н. Д. и Герасименко В. С. за колоссальный объём выполненной научно-исследовательской, технологической и инженерной работы в процессе разработки и создания СВЧ интегрально-оптических модуляторов.

ВВЕДЕНИЕ

За прошедшие 40 лет было изобретено, исследовано и разработано множество СВЧ оптических модуляторов. Такие исследования активно проводятся и сейчас, ежегодно публикуется большое количество работ, которые описывают новые конструкции и новые достижения, связанные с различными модуляторами. Однако, лишь два типа модуляторов действительно активно используются на рынке волоконно-оптических телекоммуникаций: на ниобате лития (LiNbO_3) и на основе АЗВ5 полупроводниковых материалов.

Основным применением оптических модуляторов является цифровая волоконно-оптическая связь. Это направление использует самый большой объем модуляторов и, возможно, создает самую большую заинтересованность в разработке этих устройств. После появления оптических усилителей на эрбиевом волокне (EDFA) в 1990-х, волоконно-оптическая связь стала использовать длины волн в диапазоне 1500 – 1600 нм. Цифровая волоконная связь влияет на разработку всех остальных приложений, так как она является приоритетной при разработке всех компонентов. Например, предпочтительной длиной волны стало значение в районе 1550 нм лишь из-за дешевых, высококачественных компонентов на этой длине волны. Модуляторы были разработаны для диапазона от 450 нм до 3.4 мкм и даже больше; 1550 нм – просто доминирующая длина волны в настоящее время.

Второе применение модуляторов – аналоговая волоконно-оптическая связь. Этот тип связи намного менее распространен, чем цифровой, но он все еще создает заинтересованность в исследовании модуляторов. Достаточно крупным коммерческим применением в этой категории было аналоговое кабельное телевидение. Оно вошло в практику в 1992 году, и немалое число таких систем было установлено в следующее десятилетие. В настоящее время, впрочем, большая часть волоконно-оптической телевизионной связи переведена на цифровую (даже для сигналов, которые, в конечном счете, предоставляются пользователю в аналоговом виде), поэтому теперь это не является основным ключом к стимулу в разработке модуляторов. Другим направлением, стимулирующим разработки аналоговых систем, является радиофотоника, связанная с оборонными применениями. Требуемый объем здесь, конечно, не может сравниться со связью, но из-за большого разнообразия возможного конечного использования данное направление во многом стимулировало разработку аналоговых модуляторов.

Существуют также множество других применений модуляторов. Возможно, крупнейшим из них по объему в настоящее время являются модуляторы для систем обработки сигналов волоконно-оптических датчиков, такие, как например многофункциональные интегрально-оптические схемы в составе волоконно-оптических гироскопов.

И, наконец, третье важное применение СВЧ модуляторов в последние годы связано с бурным развитием систем квантовой передачи и кодирования

информации. Так, например, одна из самых широко распространённых технологий квантовой рассылки ключей используют боковые частоты, возникающие справа и слева от оптической несущей при фазовой модуляции. Фазовая модуляция оптической несущей с частотой в диапазоне 3–30 ГГц обеспечивает оптимальную работу такой системы.

Создание модулятора, обеспечивающего стабильную и надёжную работу в этом диапазоне частот, является достойной научно-технической задачей, что и явилось для авторов определяющей мотивацией.

Предлагаемое учебное пособие предназначено для студентов бакалавриата, обучающихся по программе «Фотоника и оптоинформатика», а также для студентов магистратуры, обучающихся на направлении подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» по программе «Квантовые коммуникации и фемтотехнологии»

ГЛАВА 1.

ОСНОВЫ СВЧ МОДУЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ

1.1 Прямая и внешняя модуляция полупроводникового диодного лазера

Существует два принципиальных подхода к модуляции излучения полупроводникового диодного лазера (Рис.1.1). Первый состоит в непосредственном, прямом управлении условиями генерации излучения. Для полупроводниковых лазеров таким параметром является ток накачки (Рис. 1.1, б). Второй подход – использование внешнего модулятора (Рис.1.1, в). В этом случае функции разделены. Лазер работает в режиме постоянной генерации излучения, что позволяет оптимизировать его режим работы. Внешний модулятор оптимизирован исходя из требований достижения максимальной скорости модуляции. В последние годы развитие интегральных технологий позволило создавать лазер и модулятор, интегрированные на одной подложке. В этом случае они объединены в одном корпусе и выглядят как одно устройство. Однако, с функциональной точки зрения, такой управляемый источник излучения всё равно состоит из двух, отдельно функционирующих устройств: лазера и модулятора (Рис. 1.1, г).

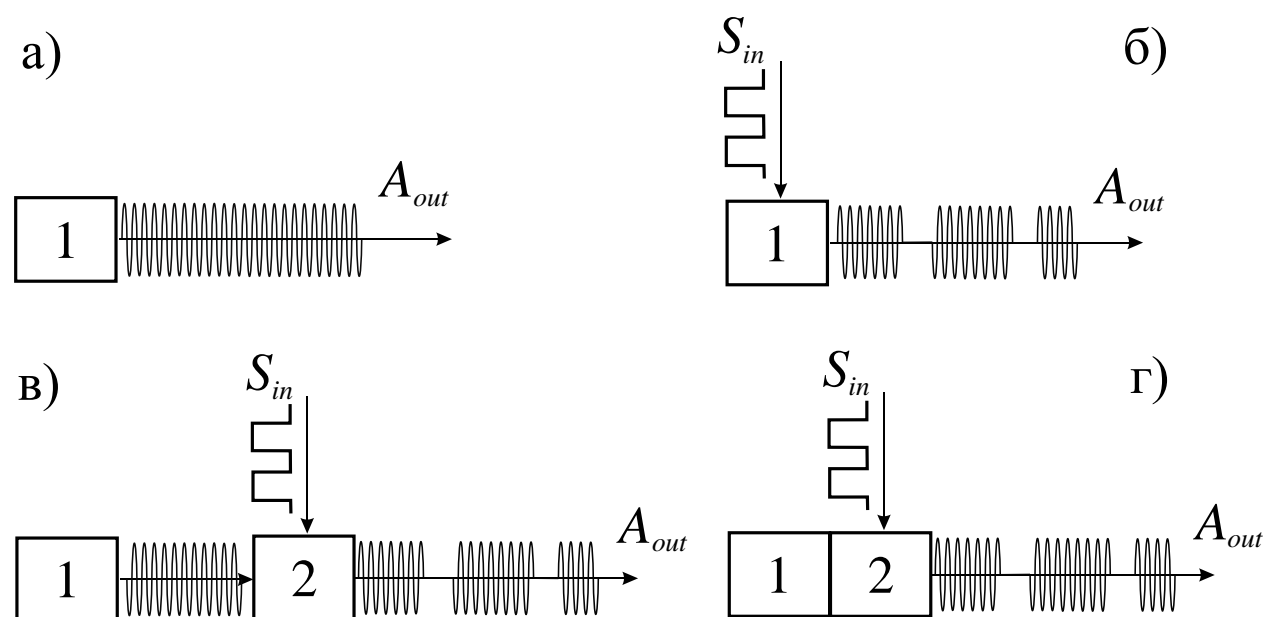


Рис. 1.1. Прямая и внешняя модуляция оптического излучения полупроводникового диодного лазера. а): источник излучения (1) без модулятора, происходит передача энергии, но не информации; б): прямая модуляция лазера (1) за счёт изменения тока накачки, происходит включение и выключение лазера; в): ввод информации происходит за счёт отдельного модулятора (2); г): лазер (1) и модулятор (2) изготовлены на одной подложке.

Прямая модуляция лазерных диодов дешевле и проще, чем внесение дополнительных оптических модуляционных компонентов. К несомненному достоинству следует отнести их малые габариты. На практике большое число оптических коммуникационных систем с полосой частот до 10 ГГц работают, используя именно прямую токовую модуляцию.

Внешняя модуляция предлагает лучшую производительность, чем прямая, но это приводит к увеличению габаритов, энергопотребления, цены и сложности. Внешняя модуляция отделяет генерацию оптической мощности от оптической модуляции; внешний модулятор может быть оптимизирован в плане модуляции; в то же время, лазерный источник может быть отдельно оптимизирован в плане генерации оптической несущей.

Для цифровой волоконно-оптической связи с амплитудной модуляцией на больших дистанциях ключевым параметром является соотношение частотной модуляции к амплитудной. Лазеры с прямой (внутренней) модуляцией генерируют сигналы линейной частотной модуляцией (чирпом), и могут использоваться в системах с относительно невысоким дисперсионно-дистанционным продуктом [9]. Компромиссная точка между применением прямой (внутренней) модуляции или внешней сильно зависит от множества факторов, включая цену (например, дешевле ли компенсировать дисперсию или установить внешний модулятор). Чтобы дать крайне грубый пример, скажем, что в настоящее время скорость передачи данных в 10 Гб/с на дистанции свыше 80 км с использованием стандартного волокна (с дисперсией 17 пс/(км×нм)) в основном требует внешней модуляции (эта компромиссная точка изменялась со временем, что видно из [9, 10]).

В случае аналоговой связи могут быть введены некоторые оценки производительности. Чирп был основной проблемой для передачи кабельного телесигнала. Для аналоговых систем радиофотоники, которые характеризуются высокими частотами передаваемого сигнала, линейность и чувствительность модулятора – главные факторы [8]. Использование внешнего модулятора дает выигрыш по трём характеристикам радиофотонной системы: в пропускной способности, в произведении полосы частот на расстояние, и в коэффициенте передачи. С помощью последнего может быть достигнуто усиление радиосигнала за счет увеличения оптической мощности. Использование внешней модуляции, как правило, обеспечивает меньший коэффициент нелинейных искажений, искажения второго порядка на всех частотах и искажения третьего порядка.

На Рис. 1.2 приведены наиболее часто встречающиеся схемы с прямой и внешней модуляцией. Выходным сигналом здесь является либо выходная мощность, как в случае с прямой модуляцией, либо передаваемая мощность, как в случаях с электроабсорбционным, амплитудным и кольцевым резонансным модуляторами, либо изменение фазы, как в случае с фазовым модулятором.

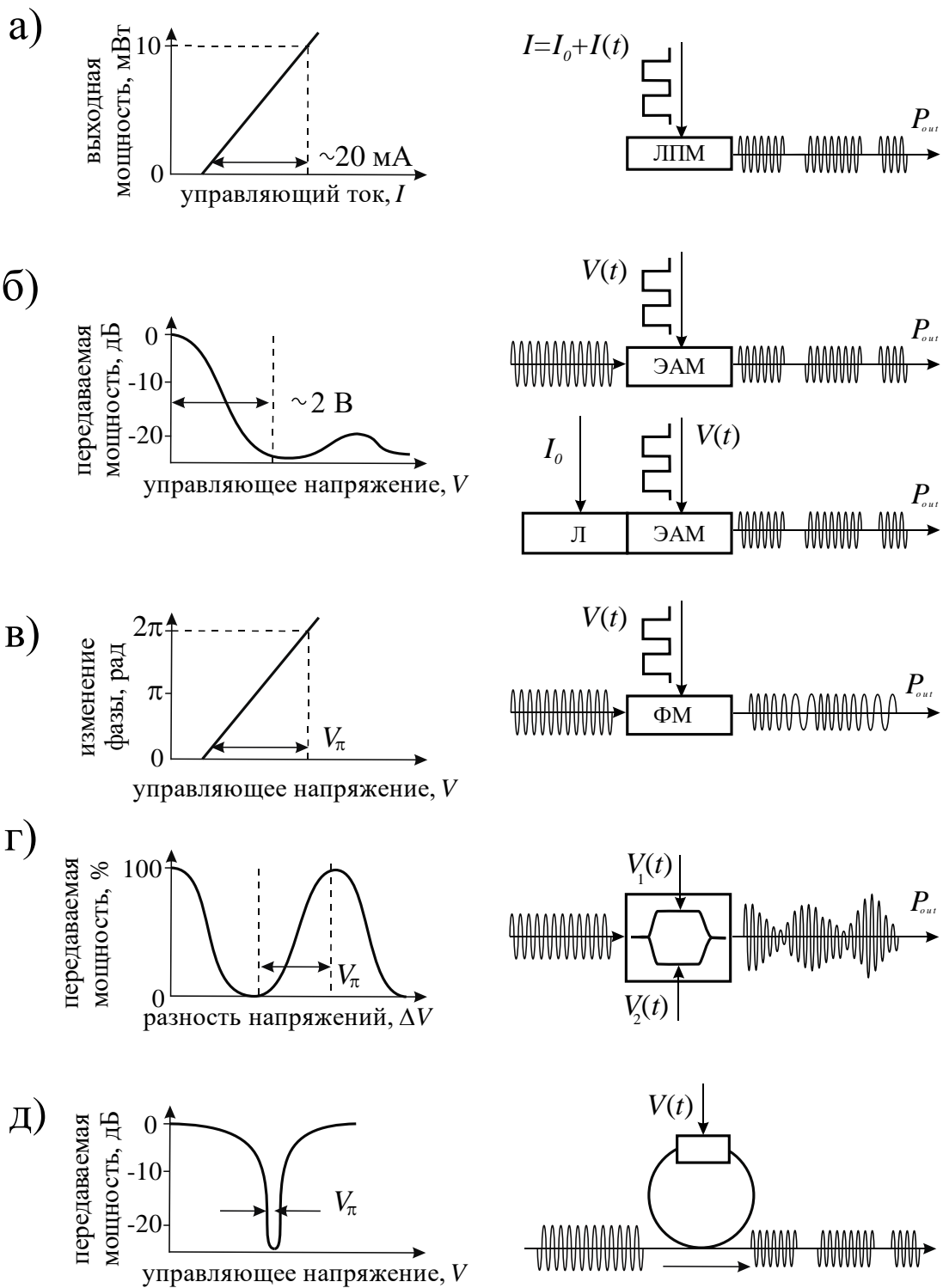


Рис. 1.2. Схемы с прямой и внешней модуляцией. Слева: зависимость выходной передаваемой мощности от управляющего тока или от напряжения. Справа: схемы и тип модуляции. а) схема с прямой модуляцией током, ЛПМ – лазер с прямой модуляцией; б): внешняя модуляция, ЭАМ – электроабсорбционный модулятор, Л – лазер; в): внешняя модуляция, ФМ – фазовый модулятор; г) внешняя модуляция, амплитудный модулятор на основе интерферометра Маха-Цендера; д): внешняя модуляция, амплитудный модулятор на основе кольцевого резонатора. V_{π} – полуволновое напряжение.

При прямой токовой модуляции (Рис. 1.2, а)) изменение управляющего тока в диапазоне примерно 20 мА обеспечивают управление выходной мощностью лазера до 10 мВт. В этом случае ток накачки непосредственно управляет условиями генерации излучения в лазере. Для систем с внешней модуляцией на основе эффекта электроабсорбции (Рис. 1.2, б)), напряжение, прикладываемое к ЭАМ, управляет поглощением материала, что позволяет управлять передаваемой мощностью в динамическом диапазоне не менее 20 дБ. Для систем с внешней модуляцией на основе электрооптического эффекта, напряжение, прикладываемое к модулятору, обеспечивает изменение фазы проходящего через модулятор света (Рис. 1.2, в)). В этом случае связь между изменением фазы и прикладываемым напряжением определяется электрооптическим эффектом, т.е. способностью материала изменять свой показатель преломления под действием приложенного электрического поля. Внешняя модуляция передаваемой мощности может быть осуществлена за счёт фазовой модуляции в одном из плеч (или в обоих плечах) в схеме на основе интерферометра Маха-Цендера (Рис. 1.2, г)). На Рис. 1.2, д) приведена схема модулятора на основе кольцевого резонатора. Здесь прикладываемое напряжение управляет связью между кольцевым резонатором и прямым волноводом.

1.2 Прямая токовая модуляция лазерного диода

Прямая токовая модуляция – это самый простой и очевидный способ оптического кодирования СВЧ-информации с помощью непосредственной модуляции интенсивности или частоты лазерного излучения. Это способ заключается в управлении током накачки лазера. При модуляции интенсивности лазера используется простая аналоговая линия, содержащая лазер и фотодетектор. При модуляции фазы излучения для преобразования частотной модуляции в модуляцию по интенсивности требуется какой-либо дискриминатор. Ширина полосы пропускания при непосредственной модуляции жестко связана с временем жизни носителей в лазерной усилительной среде, что исключает использование твердотельных лазеров для высокочастотной аналоговой фотоники в пользу более скоростных полупроводниковых лазеров.

Реализация непосредственной модуляции в полупроводниковых лазерах практически совпадает с моментом появления таких лазеров [11] и остается актуальной до сегодняшнего дня. Типичные лазерные диоды, используемые для непосредственной модуляции – это лазерный диод с распределенной обратной связью (РОС), лазерный диод с резонатором Фабри-Перо, лазер поверхностного излучения с вертикальным каналом (VCSEL) [8]. Непосредственная модуляция полупроводникового транзисторного лазера [12] также была рассмотрена для целей микроволновой фотоники [13].

На Рис. 1.3 представлена базовая схема непосредственной модуляции интенсивности аналоговой фотонной линии передачи с использованием полупроводникового лазера. Ток постоянного смещения I_b и модулирующий сигнал соответственно прикладываются к лазеру через индуктивный и ёмкостной выходы тройника смещения.

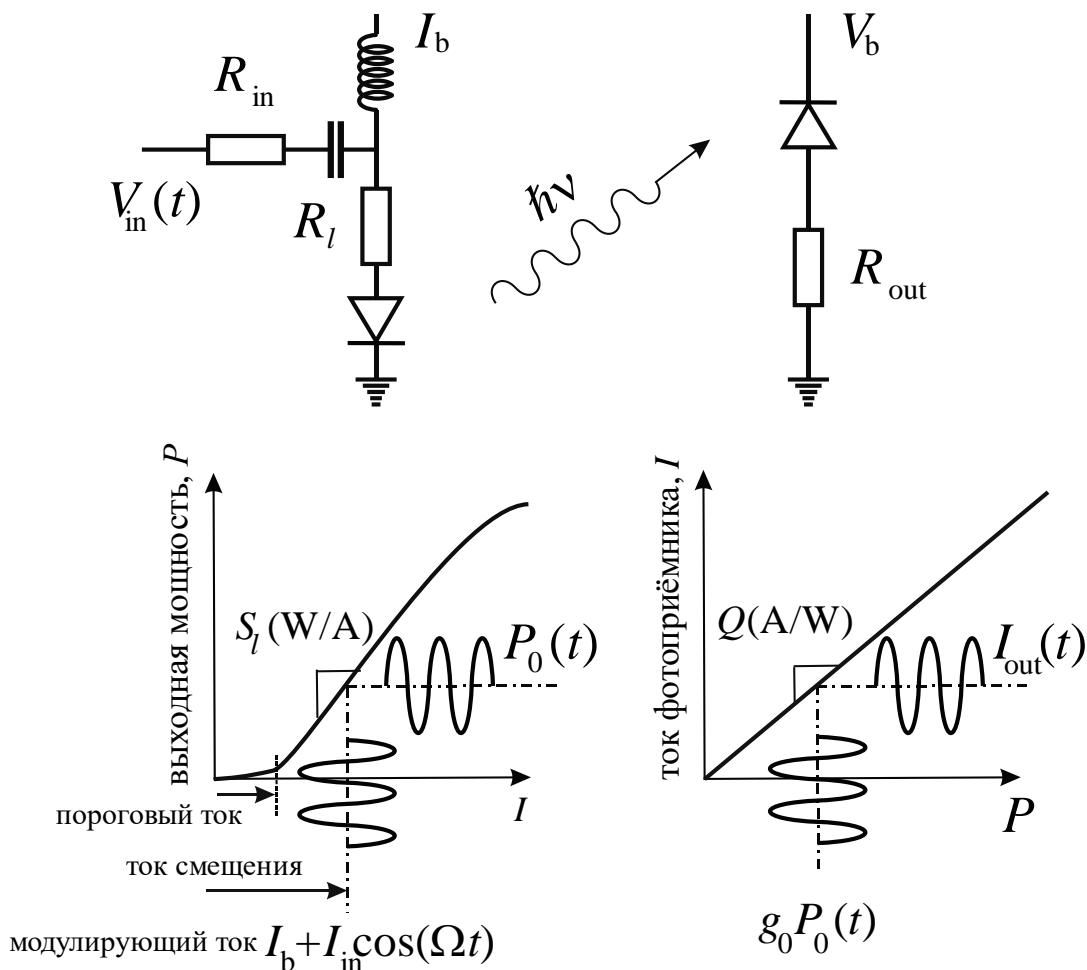


Рис. 1.3. Простая схема и основные параметры для непосредственной модуляции по интенсивности с прямым детектированием аналоговой фотонной линии.

Слева: лазерный диод, справа: фотоприёмник [4].

Между источником сигнала и лазером может быть использована согласующая схема с сопротивлением R_{in} , так как последовательное сопротивление лазера R_l как правило, значительно меньше 50 Ом. Хотя согласование импедансов не обеспечивает максимальную глубину модуляции тока лазера, его часто используют, чтобы минимизировать отражения. Ток смещения устанавливается значительно выше порогового тока лазера, а прикладываемое ВЧ-напряжение вызывает модуляцию выходной мощности лазера. Наклон кривой, описывающей выходную мощность лазера в

зависимости от приложенного тока, называется дифференциальной крутизной ватт-амперной характеристики (ВтАХ):

$$S_l = \frac{dP_0}{dI_{in}} = \frac{\eta_d \hbar \omega}{q}, \quad (1.1)$$

где η_d – дифференциальная квантовая эффективность, \hbar – постоянная Планка, деленная на 2π , ω – угловая частота излучения лазера и q – заряд электрона. Модулированный свет затем распространяется через волоконно-оптическую линию передачи с полным оптическим коэффициентом усиления g_0 (или потерь при $g_0 < 1$) и демодулируется с помощью фотодетектора. Эффективность фотодетектора можно количественно оценить с помощью ранее использовавшегося критерия чувствительности $Q = \eta q / (\hbar \omega)$, где η – квантовая эффективность фотоприемника.

Анализ в этом случае прост и использует общие представления. Более тщательное рассмотрение аналоговой модуляции по интенсивности, включая детальный анализ схемы, представлено в [8, 14]. В данном случае предполагается, что источник управляющего ВЧ-сигнала согласован с лазерной схемой, показанной на Рис. 1.3, которая, в свою очередь, согласована с фотодиодом на выходе линии. Таким образом, $R_{in} + R_l = R_{out} = R$. Выше порогового значения лазерный диод считается идеальным приемником тока. Кроме того, предполагается, что лазер одномодовый, не искажает оптический сигнал (S_l не зависит от силы тока) и имеет плоскую характеристику СВЧ модуляции (частотная зависимость будет обсуждена позже). В данных условиях оптическая мощность на выходе лазера может быть записана в виде:

$$P_o = P_o(I_b) + S_l \frac{V_{in}(t)}{R}. \quad (1.2)$$

Здесь I_b – ток смещения. При использовании синусоидального входного сигнала $V_{in} = V_{rf} \sin(\Omega t)$, и, пренебрегая эффектами распространения, выходной фототок можно записать как

$$I_{out} = Qg_0 \left[P_o(I_b) + S_l \frac{V_{in}(t)}{R} \right]. \quad (1.3)$$

Выходная мощность радиочастотного сигнала из (1.3):

$$P_{rf,out} \equiv \frac{V_{rf}^2}{2R} (S_l g_0 Q)^2. \quad (1.4)$$

Наконец, СВЧ-коэффициент усиления для линии передачи с использованием прямой модуляции получается равным

$$g \equiv \frac{P_{rf,out}}{P_{rf,in}} = (S_l g_0 Q)^2, \quad (1.5)$$

где $P_{rf,in} = V_{rf}^2 / (2R)$ – входная СВЧ мощность. Путем подстановки $g_0 = 1$ в (1.5) определяется собственное усиление согласованной линии с прямой модуляцией, которое часто используется для проектирования линии связи. Это собственное усиление иногда описывается как независимое от принятого среднего фототока (I_{dc}). (Строго говоря, уравнение (1.5) не зависит от выходной мощности лазера до тех пор, пока изменения мощности лазера не влияют на g_0 и Q). С точки зрения полученного фототока $g \propto I_{dc}^2$, где $I_{dc} = Q g_0 P_0(I_b)$, можно регулировать с помощью g_0 .

На Рис. 1.4 приведены две измеренные частотные характеристики ВЧ-коэффициента усиления для аналоговых оптических линий, использующих полупроводниковые лазерные диоды с непосредственной модуляцией. Данные представлены для 18 ГГц лазера с резонатором Фабри – Перо и 25 ГГц лазера с РОС.

В обоих случаях ток накачки лазера составлял примерно 100 мА и выходная мощность ослаблялась таким образом, чтобы среднее значение принятого фототока не превышало 2 мА. Как видно из Рис. 1.4, оба лазера демонстрируют относительно плоскую характеристику до значения частоты примерно 15 ГГц, а затем усиление падает в соответствии с их полосами модуляции.

Тщательный анализ непосредственной модуляции полупроводниковых лазерных диодов предполагает изучение лазерных скоростных уравнений, описывающих плотности фотонов и концентрации носителей заряда. В данной главе при рассмотрении частотно-модуляционной характеристики (ЧМХ) заимствованы некоторые результаты из широко известной работы [15]. Частоты, на которых модулируется диодный лазер, ограничены соответственно временем жизни фотонов и носителей заряда τ_p и τ_c .

В [15] получено простое выражение для нормированного СВЧ-коэффициента усиления лазерного диода:

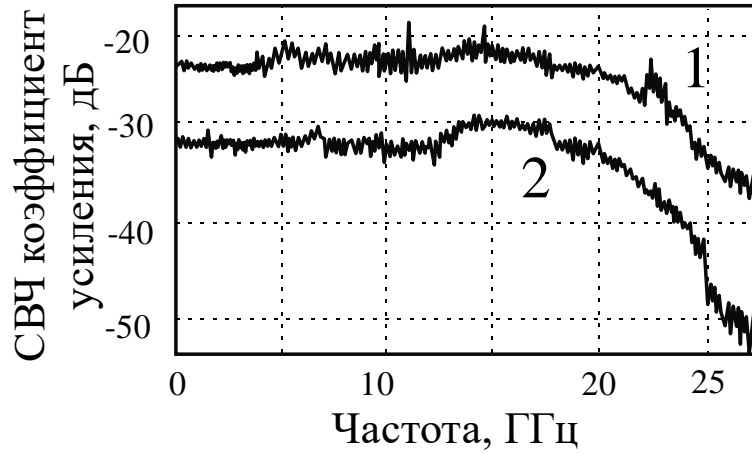


Рис. 1.4. Измеренная частотная характеристика для двух полупроводниковых лазерных диодов с непосредственной модуляцией: с распределенной обратной связью и с резонатором Фабри – Перо. 1: Лазер с РОС, 2: Лазер с резонатором Фабри-Перо [15].

$$g(f) \propto \left[\left(\frac{f^2}{f_r^2} - 1 \right)^2 + \frac{f^2}{f_r^2} \left(2\pi f_r \tau_p + \frac{1}{2\pi f_r \tau_c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1.6)$$

где f_r – резонансная частота, в данном случае записываемая в развернутом виде как:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{AP_0}{\tau_p \alpha_m \hbar \nu V_l}}, \quad (1.7)$$

где A – дифференциальный оптический коэффициент усиления, P_0 – немодулированная оптическая мощность на частоте ν , \hbar – постоянная Планка, V_l – объем резонатора лазера и α_m – показатель потерь на зеркалах резонатора. Последний параметр может быть записан в виде $\alpha_m = \ln(l/r_1 r_2)/L$ где r_1 и r_2 – модули коэффициентов отражения зеркал на обоих торцах резонатора длиной L . Зависимость f_r от P_0 представлена на Рис. 1.5 с использованием следующих параметров: $\tau_p = 2$ пс, $\tau_c = 3$ пс, $A = 5 \times 10^{-16}$ см², $\alpha_m = 60$ см⁻¹, $\hbar \nu = 1.5$ эВ (что соответствует длине волны 827 нм) и $V_l = 5 \times 0.25 \times 200$ мкм³. Следует отметить, что ширина полосы модуляции лазера увеличивается с оптической выходной мощностью, которая на практике ограничивается количеством тепла, которое может быть рассеяно. Как правило, работа линий передачи в режиме непосредственной модуляции ограничивается частотами ниже f_r , однако некоторые исследования были выполнены при модуляции выше f_r хотя и с ограниченной при помощи связанных резонаторов шириной полосы [16].

Другой важной особенностью характеристики непосредственной модуляции, заданной (1.6), является спад при $f \gg f_r$, который составляет -40 дБ/декаду.

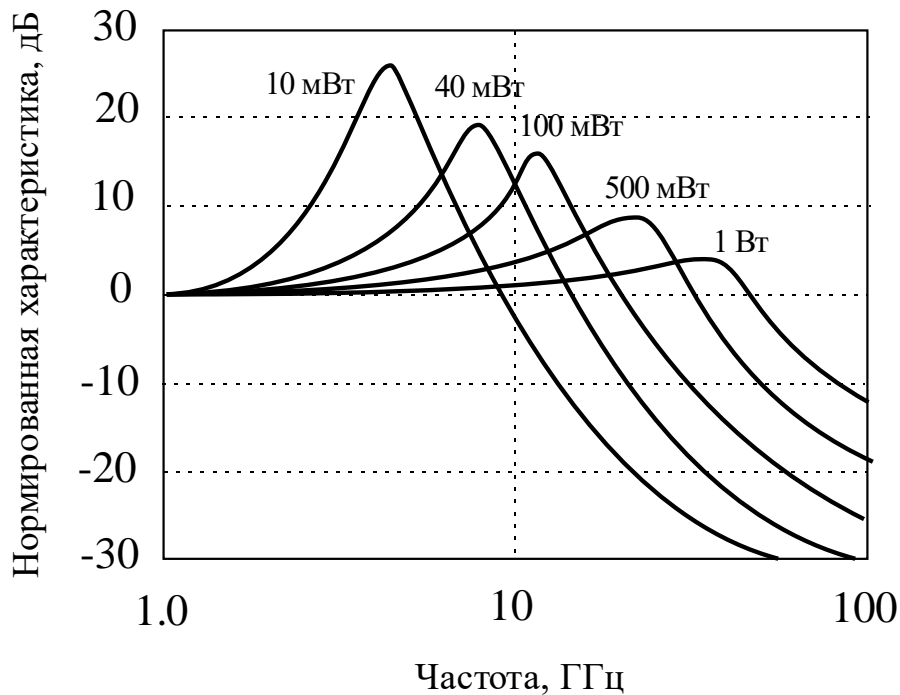


Рис. 1.5. Результаты расчета по формуле (1.6) для различных значений мощности P_0 .

Существует множество других компромиссов для линий с использованием непосредственной модуляции. Из Рис. 1.5 видно, что ширина полосы модуляции оптимальна при высоком токе смещения. Тем не менее, ВЧ-коэффициенты усиления и шума имеют лучшие значения при более низких смещениях, где крутизна ВТАХ больше, а выходной шум сведен к минимуму. Оптимальная точка смещения в терминах динамического диапазона по помехам (SFDR), как правило, находится между ними, и поле для оптимизации не так легко определяется аналитически. В отличие от линий с IMDD на основе MZM, главным недостатком непосредственной модуляции является то, что на выходе присутствуют искажения и четного, и нечетного порядков. Данные нелинейности, как правило, зависят от частоты и тока смещения, что усложняет задачу выбора. Указанные свойства модулированных по току лазерных диодов хорошо известны [17] и делают непосредственную модуляцию крайне нежелательной для высококачественных многооктавных применений. Для решения этой проблемы были исследованы некоторые подходы на системном уровне: балансное детектирование излучения двух лазерных диодов, включенных по двухтактной схеме [18], и линеаризация с помощью прямой связи [19]. Однако балансный метод имеет ряд собственных ограничений, включая необходимость противофазного сдвига на стороне модуляции и двух

фазосогласованных волоконных трактов. Подобно этому, реализации методов прямой связи может потребовать больших аппаратных затрат.

Другим важным отличием между линиями передачи с IMDD на основе MZM и непосредственной модуляции является то, что в последних проявляется сильно выраженная частотная модуляция несущей (чирп), тогда как в правильно спроектированном MZM данный эффект минимален. Паразитная частотная модуляция несущей не является проблемой в идеальной схеме с прямым детектированием, так как частотные флуктуации не будут восприниматься детектором. Однако чирп модулированного током лазерного диода может вызвать появление значительных искажений второго и третьего порядков из-за влияния эффектов распространения, таких как хроматическая дисперсия и нелинейный показатель преломления [20]. Тем не менее, паразитная частотная модуляция от модулированного током полупроводникового лазера может быть использована для наложения ВЧ-информации на лазерную частоту.

Термин «Частотно-модулированная фотонная линия», как правило, относится к непосредственной модуляции частоты лазера путем модуляции тока накачки [21]. Прямое детектирование частотно-модулированной световой волны не приводит к восстановлению модулирующего сигнала. Вернее, необходимо использовать определенный метод дискриминации. В частности, для преобразования частотной модуляции в модуляцию по интенсивности может быть использован фильтр [22]. Хороший обзор методов оптической частотной демодуляции в контексте микроволновой фотоники приведен в [23]. Характеристика частотной модуляции лазерного диода подробно описана в [15]. В данном подразделе для иллюстрации некоторых различий между непосредственной частотной модуляцией и непосредственной модуляцией по интенсивности исследуются уравнения с использованием нескольких ссылок и параметров из [24]. Выражение для нормированной модуляции по интенсивности может быть записано в виде:

$$|AM|^2 = (1 + \Gamma A \tau_p N_{tr})^2 \left[\left(\frac{f}{f_r} - 1 \right)^2 + \left(\frac{2\pi f \varepsilon}{A} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1.8)$$

где Γ – коэффициент оптического ограничения, N_{tr} – концентрация носителей заряда на пороге прозрачности, ε – коэффициент демпфирования компрессии усиления. Данное выражение описывает ту же ВЧ-характеристику, как и (1.8), но содержит меньше членов, чем более сложные подходы [25]. Девиация частоты в квадрате, согласно [24], может быть записана в терминах (1.8) как

$$|FM|^2 = \frac{m_i^2 |AM|^2 \alpha^2 f^2}{4}, \quad (1.9)$$

где m_i – глубина модуляции тока, α – коэффициент расширения линии излучения.

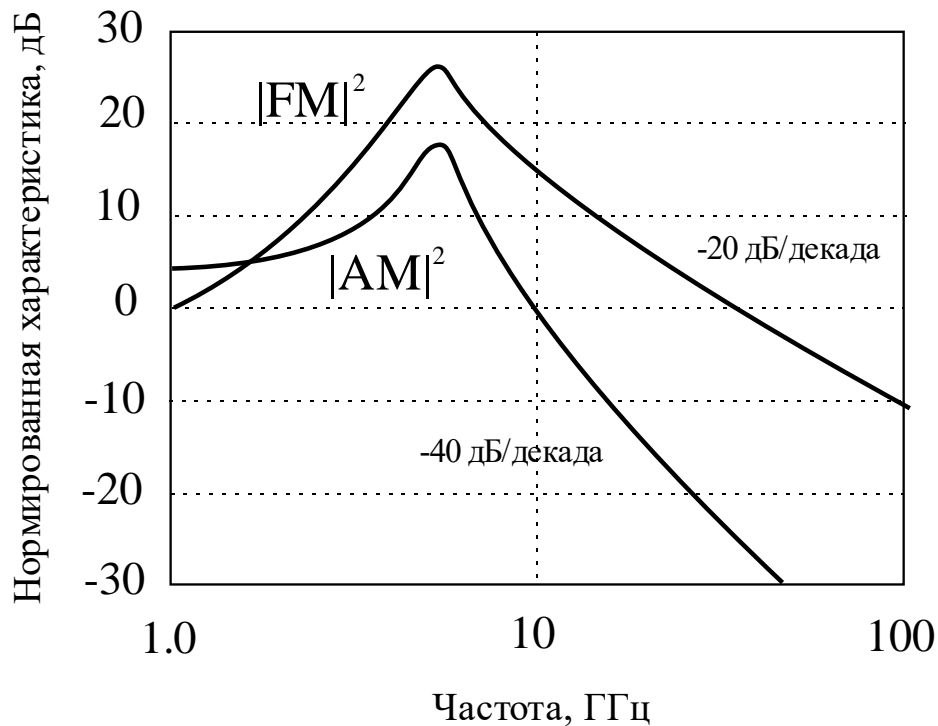


Рис. 1.6. Результаты расчета с помощью (1.10) и (1.11), дающие сравнение нормированной модуляции по интенсивности и квадрата девиации частоты для модулированного током инжекции лазерного диода (FM – частотная модуляция, AM – амплитудная модуляция)

Результаты расчета с помощью (1.10) и (1.11) изображены на Рис. 1.6. Для расчетов использовались те же параметры, что и в [24]: $(1 + \Gamma A \tau_p N_{ir}) = 1.4235$, $f_r = 5.46$ ГГц, $\epsilon/A = 0.00645$ нс, $m_i = 0.2$ и $\alpha = 6$. Для приведенных значений глубина частотной модуляции выше, чем для модуляции по интенсивности на всех частотах, выше 2 ГГц. Тем не менее, уравнение (1.10) учитывает только влияние носителей, хотя токовая модуляция лазерного диода изменяет температуру, что, в свою очередь, вызывает дополнительную частотную модуляцию. Вышеуказанные тепловые эффекты определяют глубину частотной модуляции в диапазоне более низких частот [26], как правило, до нескольких сотен мегагерц или даже близко к 1 ГГц. Таким образом, эффективность частотной модуляции в полупроводниковом лазере с модуляцией тока будет превышать вариант модуляции по интенсивности почти на всех частотах. Еще одно важное отличие между двумя кривыми Рис. 1.6 заключается в крутизне спада характеристики в диапазоне $f \gg f_r$: -20 дБ/декада для частотной модуляции по сравнению с -40 дБ/декада для модуляции по интенсивности. Хотя это и не показано в явном виде на Рис. 1.6, однако, часто случается, что пик модуляции по интенсивности возникает

немного ниже частот релаксационных колебаний, в то время как пик частотной модуляции более тесно связан с f_r [15].

1.3 Внешняя модуляция

Одним из существенных преимуществ внешней модуляции перед прямой токовой модуляцией является возможность усиления СВЧ-сигнала за счёт увеличения мощности оптической несущей. Можно показать, что для аналоговой линии IMDD-типа (англ.: *intensity modulation direct detection, IMDD*, модуляция интенсивности и прямое детектирование), коэффициент усиления g для случая малого входного СВЧ-сигнала может быть записан следующим образом:

$$g = \frac{I_{dc}^2}{V_\pi^2} \pi^2 R_i R_o |H_{pd}|^2. \quad (1.10)$$

Здесь I_{dc} – постоянный ток фотодиода, R_o – выходное сопротивление, R_i – входное сопротивление, H_{pd} – передаточная функция фотоприёмника, нормированная на его чувствительность.

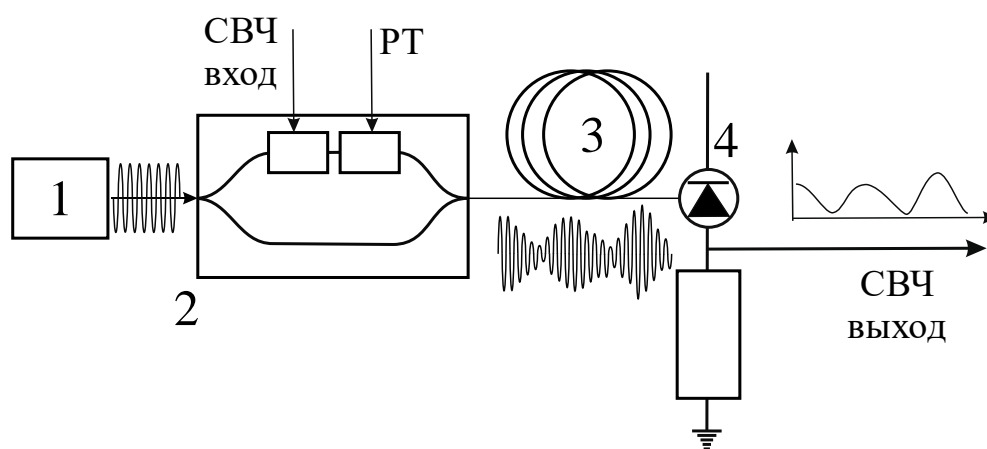


Рис. 1.7. Пример IMDD линии передачи с амплитудным элетрооптическим модулятором на основе интерферометра Маха-Цендера с одним выходом и одиночным фотоприёмником. 1: лазер, 2: амплитудный модулятор, 3: линия связи, 4: фотоприёмник.

Для практических расчётов может быть использовано выражение для G [4]:

$$G = -22.1 + 20 \lg \left(\frac{I_{dc}}{V_\pi} \right). \quad (1.11)$$

Здесь $R_0 = R_i = 50 \text{ Ом}$, $H_{pd} = 1/2$, G выражен в децибелах, I_{dc} – в миллиамперах, полуволновое напряжение V_π – в вольтах.

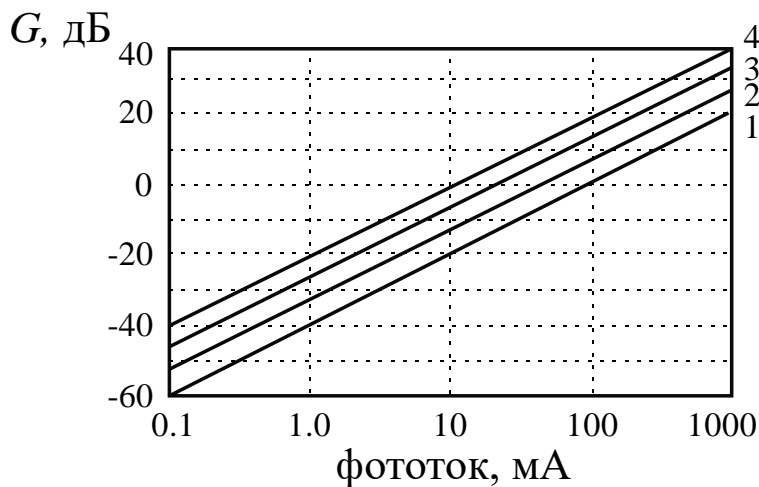


Рис. 1.7. Зависимость коэффициента усиления G от фототока в малосигнальном приближении. 1, 2, 3, 4: $V_\pi = 8, 4, 2, 1 \text{ В}$.

Современные модуляторы могут работать на частотах до 300 ГГц [27], в то время как лазеры с внутренней модуляцией ограничены частотами порядка ~30 ГГц [28], и то, только для экспериментальных образцов. Вообще говоря, ограничение скоростей лазера улучшается, поскольку проведено множество исследований, однако в настоящее время эта характеристика не является решающей для большинства систем. Дело в том, что большая часть цифровой связи имеет скорость 12.5 Гб/с и менее, а аналоговая – менее 18 ГГц.

Оценивая возможные перспективы, можно сделать заключение, о том, что требования к пропускной способности вырастут быстрее, чем скорость внутренней модуляции, поэтому внешняя модуляция будет продолжать доминировать в самых быстрых коммуникационных каналах.

В настоящее время широкое применение получило лишь два типа модуляторов: модулятор на интерферометре Маха-Цендера (MZM) на ниобате лития (LiNbO_3), и АЗВ5 полупроводниковый электроабсорбционный модулятор (ЭАМ). Из них только MZM используется широко в качестве автономного внешнего модулятора. Есть множество факторов, технических и экономических, которые способствовали этому результату.

MZM обеспечивает лучшее управление чирпом, чем ЭАМ, что является определяющим фактором при выборе внешнего модулятора. У него малые оптические потери, напряжение управления в пределах возможностей экономичных усилителей, электрическая пропускная способность превосходит требуемые значения для цифровой связи, широкая оптическая полоса пропускания, он хорошо согласуется с одномодовым оптоволокном. Все написанное выше имеет место быть в случае MZM на основе других неорганических кристаллов или полимеров. В дополнение к этим показателям

производительности, модулятор на ниобате лития – надежное устройство, которое в состоянии работать в течение многих лет в широком диапазоне температур, что немаловажно для практических применений.

A3B5 полупроводниковый электроабсорбционный модулятор имеет те же ключевые плюсы, что и MZM, однако не умеет управлять чирпом так же хорошо [29], и не обладает столько же широкой полосой пропускания (современные ЭАМ уменьшили эти недостатки [30]). Но у такого модулятора есть одно важное преимущество – он может быть монолитно интегрирован с полупроводниковым лазером. Это стало причиной его широкого применения, несмотря на очевидные преимущества в производительности MZM на LiNbO_3 . Также, будучи монолитно интегрированным, такой модулятор лучше управляет чирпом, чем простой лазер с внутренней модуляцией, и дешевле, чем комбинация лазера и MZM.

Стоит отметить, что важным фактором для того, чтоб модулятор стал широко используемым, является комбинация высокой эффективности, высокой надежности и малой цены на рынке. Чтобы модулятор стал успешнее существующих аналогов, он должен превзойти их по всем трем параметрам.

Совсем недавно считалось, что все будущие технологии будут направлены на улучшение текущих применений модуляторов. Так, например, желательно десятикратное уменьшение напряжение управления для MZM. Также, если повысятся характеристики полимеров, то это позволит полимерным MZM конкурировать с MZM на ниобате лития. Кремниевые модуляторы смогут уменьшить цены на модуляторы и найдут применения во внутрикомпьютерных [31] или даже во внутрисхемных связях.

Непосредственная модуляция по интенсивности и частоте используется в простейших передатчиках оптических систем передачи. Однако, необходимость более сложного приемника для последней, как правило, приводит к пониманию, что более привлекательной является непосредственная модуляция по интенсивности. Преимуществом непосредственной частотной модуляции может стать возможность использования на приемном конце известных методов линейаризации приемника, например, с помощью каскадных оптических фильтров. Ни один из этих методов непосредственной модуляции не подходит для высококачественных многооктавных применений из-за вносимых искажений четного и нечетного порядков. Для них относительно слабые искажения четного порядка в модуляторе на основе интерферометра Маха-Цендера обеспечивают заметное преимущество внешней модуляции. «Чисто» частотная модуляция с постоянной интенсивностью сигнала имеет преимущества в системах большого радиуса действий. Тем не менее, сильная связь между изменениями интенсивности и частоты в методах непосредственной модуляции сводит его на нет для непосредственной частотной модуляции. Результаты детального сравнения непосредственных и внешних методов модуляции, в которых цитируются другие, не перечисленные в данной главе особенности, были получены для аналоговых систем передачи в [32].

1.4 Список контрольных вопросов к Главе 1

1. Назовите два основные схемы модуляции оптической несущей. Опишите их преимущества и недостатки. Какая схема модуляции обеспечивает более высокую скорость передачи информации?
2. Назовите, какое явление на сегодняшний день ограничивает скорость передачи информации при прямой токовой модуляции.
3. Поясните, в чём смысл порогового тока и тока смещения в работе полупроводникового лазера?
4. Назовите характерные значения управляющего тока для прямой токовой модуляции и управляющего напряжения для внешней модуляции.
5. Назовите величины характерных предельных частот для прямой токовой и внешней модуляции.
6. Оцените величину коэффициента усиления G для аналоговой IMDD-линии для случая тока фотодиода 100 мА и полуволнового напряжения используемого устройства 4 В.
7. Какой тип модуляции (АМ или ФМ) обеспечивает большую скорость передачи информации для полупроводникового лазера с прямой модуляцией тока.

ГЛАВА 2. МАТЕРИАЛЫ И ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

Материал, из которого изготавливается модулятор, в значительной степени определяет его технические характеристики, возможные механизмы модуляции, технологию изготовления волноводов, а также надежность и стойкость к внешним условиям. Есть несколько требований, которыми должен обладать материал для использования в модуляторах. Во-первых, материал должен обладать минимальными оптическими потерями на рабочей длине волны. Во-вторых, симметрия материала должна предполагать наличие физического эффекта для осуществления модуляции. Кроме того, свойства материала должны позволять изготавливать в нём волноводы высокого оптического качества, стабильные в широком диапазоне температур.

В работе оптических модуляторов используют два механизма для управления условиями распространения света, т.е. для модуляции: изменение показателя преломления вещества n , и изменение поглощения вещества α .

Для изменения показателя преломления используется линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса). В этом случае изменение показателя преломления вещества Δn линейно связано с приложенным электрическим полем: $n(E) = n \pm \Delta n(E)$. Изменение показателя преломления приводит к изменению скорости распространения оптической волны, что, в свою очередь, приводит к изменению фазы колебания. В электрооптических модуляторах на основе ниобата лития управление показателем преломления используют для фазовой модуляции. Для осуществления амплитудной модуляции используют интерферометр Маха-Цендера, в одном из плеч которого имеется фазовый модулятор. На выходе интерферометра происходит преобразование фазовой модуляции в амплитудную за счёт интерференции двух волн. Результат интерференции – «деструктивная» или «конструктивная» зависит от разности фаз между волнами, прошедшими по разным плечам интерферометра.

Во втором случае управление коэффициентом поглощения вещества $\alpha(E)$ происходит за счёт изменения показателя преломления. Известно, что изменение показателя преломления влечёт за собой изменение показателя преломления, и наоборот. Математически эта связь выражается при помощи интеграла Крамерса-Кронига. Действительная часть n комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n + ik$ выражается как функция постоянной поглощения k следующим образом:

$$n = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' k(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (2.1)$$

Здесь ω – круговая частота, а P обозначает главное значение интеграла. Коэффициент поглощения $\alpha(\omega) = k(\omega)2\omega/c$ обычно измеряется в зависимости от энергии $E = \omega\hbar/e$, в эВ. Тогда уравнение (2.1) переписывается следующим образом:

$$n = 1 + \frac{c\hbar}{e\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(E')}{E'^2 - E^2} d\omega'. \quad (2.2)$$

В полупроводниковых материалах группы АЗВ5 такое изменение происходит за счёт группы электроабсорбционных эффектов – эффекта Франка-Келдыша или квантоворазмерного эффекта Штарка [33, 34].

В полупроводниковом кремнии Si для модуляции показателя преломления используют эффект дисперсии плазмы [5].

Электрооптический эффект и электроабсорбционные эффекты крайне быстры (скорость реакции порядка пикосекунд). Эти эффекты связаны с изменением потенциала, создаваемого связанными электронами в кристалле. Скорость работы модуляторов на этих эффектах ограничена технологиями, а вовсе не скоростью самих эффектов. Эффект дисперсии плазмы зависит от времени нахождения носителей заряда в области оптического волновода. У этого эффекта есть ограничения по скорости, связанные с подвижностью носителей заряда, и при разумных амплитудах модулирующего сигнала минимальное время отклика составляет доли наносекунд [5].

Все перечисленные эффекты и материалы будут подробно рассмотрены ниже. Однако следует отметить, что на сегодняшний день подавляющее количество модуляторов разрабатывается и изготавливается на основе ниобата лития, использующий электрооптический эффект. Разработки модуляторов, использующих электроабсорбционные эффекты и эффект дисперсии плазмы, находятся на начальной стадии.

2.1 Ниобат лития LiNbO₃

2.1.1 Основные оптические свойства

На сегодняшний день ниобат лития LiNbO₃ является, пожалуй, самым распространённым материалом для изготовления интегрально-оптических СВЧ-модуляторов [6]. Помимо этого, кристаллы, допированные ионами железа Fe²⁺, Fe³⁺, широко используются для оптической, т.е. голографической записи, т.к. обладают заметным фоторефрактивным эффектом, что позволяет создавать на их основе объёмные голографические элементы [35].

Кристаллы ниобата лития LiNbO₃ выращиваются из расплава методом Чохральского. Кристаллы являются сегнетоэлектриком без центра инверсии. Температура фазового перехода (температура Кюри) составляет 1210 С°.

Ниобат лития имеет гексагональную структуру и относится к точечной группе $3m$. Кристаллы, допированные железом, обладают достаточной чувствительностью в сине-зелёной области спектра (примерно 1 Дж/см^2). В кристалле наблюдаются линейный электрооптический эффект (Поккельса), нелинейно-оптический эффект второго порядка, фотовольтаический эффект, пьезоэлектрический эффект, акусто-оптический эффект, пироэлектрический эффект, фотоупругий эффект, фоторефрактивный эффект.

Уникальные характеристики ниобата лития [36] сделали его «золотым стандартом» в области модуляции оптических сигналов. Хорошо отработанная технология роста кристаллов ниобата лития позволяет получать монокристаллические подложки (англ.: *wafers*) высокого оптического качества с диаметром свыше 100 мм. Ниобат лития обладает очень низкими оптическими потерями в телекоммуникационном диапазоне длин волн, и, хотя не может похвастаться рекордными электрооптическими характеристиками, очень стоек к внешним воздействиям и имеет стабильные, практически не изменяющиеся со временем характеристики, в широком диапазоне температур и мощностей воздействующих оптических и электрических сигналов. Для ниобата лития отработан целый набор технологических решений для изготовления оптических волноводов [37]. Наиболее широко используемыми промышленными технологиями изготовления волноводов на подложках ниобата лития являются термическая диффузия титана [38] и низкотемпературный протонный обмен с последующим отжигом [39].

Наличие широкого набора оптических эффектов, определяемых симметрией кристалла, может оказывать паразитное влияние и должно быть минимизировано в интегральных электрооптических модуляторах. Фоторефрактивный и нелинейный эффекты ограничивают максимальную допустимую мощность оптического излучения и спектральный диапазон оптических сигналов. Фоторефрактивная чувствительность падает с увеличением длины волны и незначительна в телекоммуникационном диапазоне для 1550 нм [40], но становится ощутимой на длинах волн менее 1000 нм [41]. Пьезоэлектрический и акустооптический эффекты создают паразитную частотно-зависимую модуляцию. Акустические эффекты являются проблемой в основном на частотах ниже 1 ГГц и в аналоговых применениях [42, 43]. Для многих из перечисленных проблем найдены эффективные технологические решения, некоторые проблемы решаются путем использования электронных систем регулирования с обратной связью [44].

Основными конкурентами ниобата лития как базового материала для интегральных электрооптических модуляторов являются электрооптические полимеры [45]. Активные разработки в области полимерных интегрально-оптических модуляторов ведутся на протяжении последних 20 лет. Полимеры значительно превосходят ниобат лития по электрооптическим характеристикам, электрооптический коэффициент может достигать значений в 1600 пм/V [46]. Однако главные проблемы, связанные с временной деградацией и нестойкостью к высокой мощности оптического излучения, на сегодняшний

день препятствуют широкому внедрению интегрально-оптических устройств на основе электрооптических полимеров.

Помимо ниобата лития существует множество неорганических кристаллов, например: титанат бария BaTiO_3 , ниобат-барий-стронций $\text{Sr}_x\text{Ba}_{(1-x)}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN), танталат лития LiTaO_3 , калий титанил фосфата KTiOPO_4 (КТР), с сильным ЭО эффектом. В плане доступности они несильно отстают от ниобата лития.

Следует отметить несколько кристаллов, которые исследованы благодаря их высоким ЭО коэффициентам, например, ниобат бария стронция [47], а также цирконат-титанат лантана (PZLT) или титанат бария. Последний – это хороший пример такого типа материалов. Он обладает намного более высоким произведением n^3r , чем у ниобата лития (18000 пм/В против 306 пм/В), что очень выгодно для уменьшения напряжения переключения [48]. Но есть и недостаток: его диэлектрическая постоянная падает с частотой и равна ~ 1000 на 20 ГГц; температура Кюри равна лишь 120°C , что вызывает ограничения в рабочем диапазоне температур. Таким образом, несмотря на привлекательность титаната бария благодаря его высокому ЭО коэффициенту, его недостатки, связанные с практической реализацией устройств на его основе, делают невозможным его массовое использование.

Исследования, направленные на разработку модуляторов на основе ниобата лития, начались еще в 1960-х. Первые оптические волноводы на подложках ниобата лития, изготовленные методом обратной диффузии лития, и интегрально оптические модуляторы на их основе появились в начале 1970-х [49, 50]. С конца 1970-х до конца 1980-х разработки модуляторов на подложках LiNbO_3 были сфокусированы на проблеме высокоскоростной модуляции в оптических телекоммуникационных линиях связи [53-58] и в создании оптических переключателей [59-69]. Здесь основное внимание уделялось минимизации оптических потерь и оптимизации технологии изготовления оптических волноводов (прежде всего на основе термической диффузии титана) [70-72], а также согласовании с волоконно-оптическим трактом и снижении потерь на ввод и вывод излучения [73-76]. С конца 1980-х модуляторы на основе ниобата лития становятся ключевыми элементами волоконно-оптических систем связи [77, 78]. Были разработаны различные конфигурации модуляторов с согласованными СВЧ электродами бегущей волны [79-85]. К настоящему времени экспериментально продемонстрированная полоса частот модуляции достигла 300 ГГц [54]. Значительный прогресс был достигнут в повышении стабильности и надежности модуляторов на основе ниобата лития, технологии сборки в корпус стыковки с оптическим волокном, подавления и компенсации температурного [86-88] и электрического (DC) дрейфа [89-93]. После 2000 года с появлением в оптических телекоммуникациях новых форматов модуляции модуляторы для их реализации также были разработаны на основе ниобата лития [94, 95]. (D)QPSK модуляторы [96] в настоящее время

являются самым массовым продуктом в области интегральной оптики на подложках ниобата лития.

Дальнейшее развитие модуляторов на основе ниобата лития связано с появлением новых технологий, создания волноводов с высокой разностью показателей преломления на основе тонкопленочного ниобата лития, что позволяет создавать оптические схемы с размерами, характерными для полупроводниковой электроники, и открывает возможности гибридных оптоэлектронных схем на кремниевых подложках [97-100].

Ниобат лития оказался первым материалом, в котором был обнаружен фоторефрактивный эффект [101]. Позднее было предложено использовать этот эффект для записи фазовых голографических решёток в [102-108]. В стандартной геометрии используется схема записи пропускающих голограмм. Ось C в этой геометрии лежит в плоскости падения записывающих лучей, волновой вектор решетки параллелен оптической оси, записывающие лучи имеют одинаковую произвольно ориентированную линейную поляризацию. Падающий (т.е. считывающий) и восстановленный (продифрагировавший) лучи имеют необыкновенную поляризацию.

Существуют работы, описывающие использование голографических решёток в ниобате лития в отражательной геометрии в оптимальной ориентации кристалла [109-114]. Применительно к управляемым оптическим DWDM фильтрам отражательные решётки Брэгга и модуляторы на их основе исследовались в [115-118].

2.1.2 Электрооптический эффект в ниобате лития

Кристалл ниобата лития – одноосный, с оптической осью « C », которая направлена вдоль оси симметрии третьего порядка. Оптическая ось совпадает по направлению с осью спонтанной поляризации (полярной осью). Диэлектрический тензор и тензор электрооптических коэффициентов имеет вид [119, 120]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_a & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_c \end{vmatrix}, \quad \hat{r} = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.3)$$

здесь для электрического поля низкой частоты: $\epsilon_a = 84$, $\epsilon_c = 30$, $r_{33} = 32.2$ пм/В, $r_{13} = 10$ пм/В, $r_{51} = 32$ пм/В, $r_{22} = 6.7$ пм/В, значения электрооптических коэффициентов приведены для длины волны света 633 нм.

Кристаллы ниобата лития являются анизотропными, это значит, что на оптических частотах диэлектрическая проницаемость зависит от направления распространения света и описывается тензором $\epsilon^{(0)}$. Отсюда следует, что скорость распространения световой волны, также как и показатель преломления, будут в общем случае зависеть как от направления распространения, так и от ориентации поляризации волны.

Тем не менее, в одноосных кристаллах, каковым и является ниобат лития, существует направление, при распространении вдоль которого ни скорость распространения, ни показатель преломления не зависят от поляризации волны. Это направление называют оптической осью кристалла и обозначают буквой *C*. В ниобате лития оптическая ось совпадает с направлением спонтанной поляризации (кристалл является сегнетоэлектриком).

Ниобат лития обладает линейным электрооптическим эффектом. Дадим определение электрооптического эффекта следующим образом: это есть *изменение показателей преломления кристалла и изменение ориентации его оптических осей* под действием приложенного электрического поля. Здесь необходимо отметить, что довольно часто при определении электрооптического эффекта возможность изменения ориентации оптических осей материала выпадает из виду.

При феноменологическом описании электрооптического эффекта удобно использовать понятие эллипсоида показателей преломления или оптическую индикатрису. В главной системе координат выражение для оптической индикатрисы в общем случае записывается следующим образом [119]:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.2) позволяет определить показатель преломления для плоской монохроматической волны в зависимости от её направления распространения и поляризации.

Плоскость, перпендикулярная волновому вектору плоской монохроматической волны, распространяющейся внутри кристалла, проходящая через центр индикатрисы, рассекает индикатрису по эллипсу, полуоси которого определяют направления двух ортогональных поляризаций, являющимися собственными модами, а длина полуосей равна показателю преломления для соответствующей моды. При распространении вдоль оптической оси сечение индикатрисы имеет вид окружности (см. Рис. 2.1).

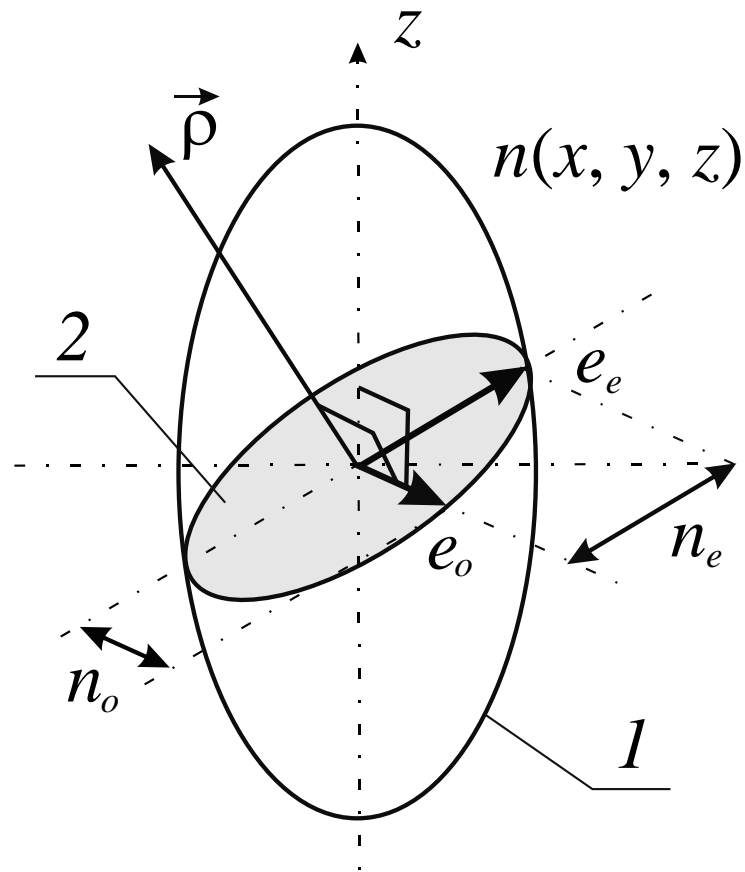


Рис. 2.1. Определение собственных мод (поляризаций) и соответствующих показателей преломления для данного направления распространения волны ρ . 1 – оптическая индикатриса, 2 – сечение оптической индикатрисы.

В одноосных кристаллах два из трёх показателей преломления равны между собой: $n_x = n_y = n_o$, а индикатриса имеет вид эллипсоида вращения:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (2.5)$$

Здесь n_o , n_e – так называемый обыкновенный и необыкновенный показатели преломления. Соответствующие им собственные поляризации называются обыкновенная и необыкновенная. *Обыкновенная волна* определяется следующим образом: поляризация обыкновенной волны перпендикулярна и к оптической оси, и к направлению распространения волны. Вторая, *необыкновенная волна* после того, как обыкновенная волна уже определена, находится однозначно из условия ортогональности: необыкновенная волна ортогональна обыкновенной волне и направлению распространения волны.

Ниобат лития является «негативным», или «отрицательным» одноосным кристаллом: $n_e < n_o$.

Электрооптический эффект определяется как модификация оптической индикатрисы под действием электрического поля:

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{1}{n_o^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_1 \right] x^2 + \left[\frac{1}{n_o^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_2 \right] y^2 + \left[\frac{1}{n_e} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_3 \right] + \\
& + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_4 yz + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_5 xz + 2\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_6 xy = 1.
\end{aligned} \tag{2.6}$$

В первом приближении эффект линейно пропорционален приложенному электрическому полю. Для осуществления линейного электрооптического эффекта (эффекта Поккельса), *необходимым, но не достаточным (!!!)* условием является отсутствие центра инверсии в кристалле [119]. При линейном электрооптическом эффекте коэффициенты $\Delta(1/n^2)$ линейно зависят от компонент электрического поля E_x , E_y , E_z :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_j = \sum r_{ji} E_i, \tag{2.7}$$

здесь $E_1 = E_x$, $E_2 = E_y$, $E_3 = E_z$; r_{ji} – элементы электрооптического тензора. Форма матрицы электрооптических коэффициентов зависит от симметрии кристалла. Подставляя в (2.4) и (2.5) элементы электрооптического тензора для ниобата лития (2.1), видим, что электрическое поле приводит к появлению перекрёстных членов в уравнении оптической индикатрисы, что соответствует не только изменению формы эллипсоида, но и повороту его главных осей в пространстве. Основным используемым в модуляторах электрооптическим коэффициентом является $r_{33} \approx 30.8$ пм/В.

Для случая рассматриваемых здесь интегрально-оптических модуляторов, можно использовать следующее приближительное выражение для изменения величины необыкновенного показателя преломления, вызванное линейным электрооптическим эффектом:

$$\Delta n_{z, LiNbO_3} \approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z. \tag{2.8}$$

Здесь n_e – показатель преломления для необыкновенной волны, E_z – величина электрического поля, приложенного вдоль оси z . Прикладываемое поле никак не влияет на поглощение материала в оптическом диапазоне.

Зависимости показателей преломления от длины волны для обыкновенной и необыкновенной волн хорошо изучены в литературе. В частности, хорошую аппроксимацию для ниобата лития дают значения, полученные при помощи уравнений Зельмейера [121-123].

На Рис. 2.2 показаны зависимости обыкновенного и необыкновенного показателей преломления для ниобата лития, вычисленные по формулам Зельмейера:

$$n_o^2 \approx 4.9048 + \frac{0.11768}{\lambda^2 - 0.0475} - 0.027169\lambda^2, \quad (2.9)$$

$$n_e^2 \approx 4.5820 + \frac{0.099169}{\lambda^2 - 0.0443} - 0.02195\lambda^2.$$

В этих формулах величина λ используется в микрометрах. Здесь и далее мы будем использовать значение $n_e \approx 2.14$ для длины волны 1.55 мкм.

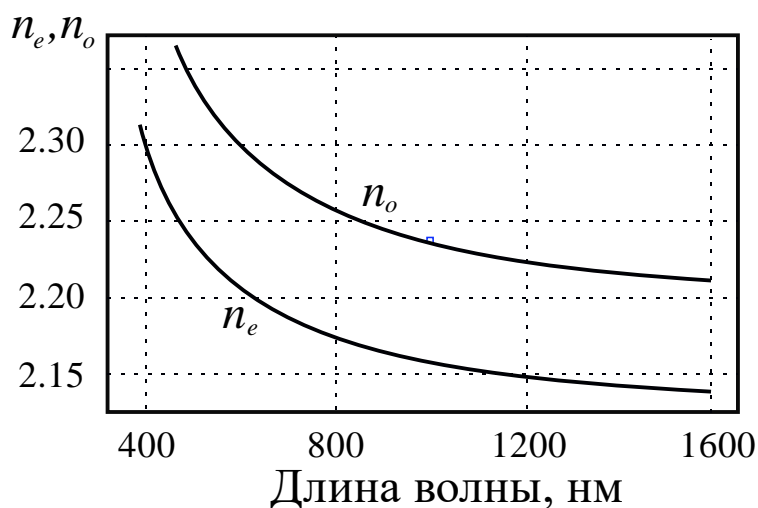


Рис. 2.2. Зависимость обыкновенного показателя преломления n_o и необыкновенного n_e от длины волны.

Различают продольный и поперечный электрооптический эффект. Если поле приложено вдоль направления распространения световой волны, то электрооптический эффект называют продольным. Если поле приложено перпендикулярно к направлению распространения света, то эффект называют поперечным [119], Рис 2.3.

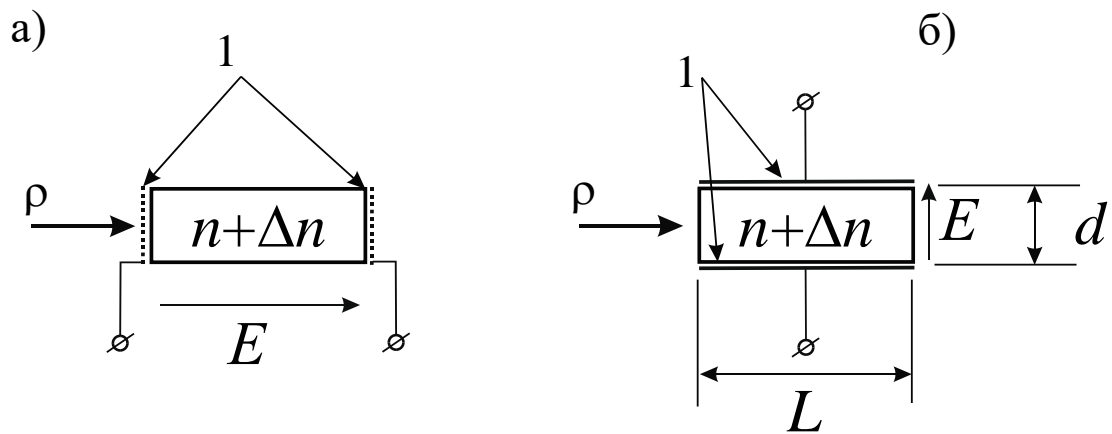


Рис. 2.3. Геометрия продольного (а) и поперечного (б) электрооптического эффекта. 1 – электроды. В случае продольного электрооптического эффекта необходимо использовать прозрачные электроды.

Как правило, оптическая ось совпадает с направлением распространения волны, имеющей нормальный угол падения на поверхность кристалла. В этом случае обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в кристалле в одном направлении. Однако, поскольку они имеют разные скорости распространения, то время прохождения через кристалл у них разное. В результате возникает фазовая задержка:

$$\varphi_{eo} = 2 \frac{\pi L}{\lambda} (n_o - n_e). \quad (2.10)$$

Здесь L – длина кристалла.

Под воздействием электрического поля происходит изменение обоих показателей преломления – обыкновенного и необыкновенного. В результате в дополнение к разнице фаз φ_{eo} , возникает разность фаз $\Delta\varphi_{eo}$, зависящая от приложенного электрического поля. Изменение разности фазовых задержек на выходе из кристалла приводит к изменению состояния поляризации света на выходе из кристалла. Важной характеристикой в этом случае является так называемое полуволновое напряжение $U_{\lambda/2}$. Это такая величина приложенного в геометрии продольного эффекта напряжения, когда разность фаз $\Delta\varphi_{eo}$ становится равной π . Полуволновое напряжение различно для разных срезов одного и того же кристалла. В справочной литературе, как правило, приводится минимальная величина. Изменение разности фазовых задержек для двух собственных поляризаций на π приводит к повороту суммарной поляризации волны. При этом образец кристалла эквивалентен полуволновой пластинке.

В геометрии поперечного электрооптического эффекта, в отличие от продольного, разность фазовых задержек определяется не величиной прикладываемого напряжения, а напряжённостью поля внутри кристалла. При

этом для создания $\Delta\varphi_{e0} = \pi$, требуется напряжение в L/d раз меньше, чем полуволновое напряжение.

Каждая из рассмотренных здесь двух геометрий имеет свои преимущества и недостатки, в зависимости от конкретного применения. Так, например, для пространственных модуляторов света используется продольная геометрия. Для этого необходимо использовать прозрачные электроды. Для интегрально-оптических модуляторов используется продольная геометрия. Это позволяет увеличить, с одной стороны, длину взаимодействия оптической волны и электрического поля, а с другой стороны, позволяет снизить требуемые величины прикладываемых напряжений за счёт уменьшения расстояния между электродами.

2.2 Полупроводниковые материалы АЗВ5

2.2.1 Электроабсорбционные эффекты в полупроводниковых материалах АЗВ5

К электроабсорбционным (ЭА) эффектам относятся наблюдаемые в полупроводниковых структурах на основе материалов АЗВ5 эффект Франка-Келдыша и квантоворазмерный эффект Штарка. Данные эффекты связаны с изменением спектральной зависимости поглощения при приложении внешнего электрического поля за счет эффективного сужения запрещенной зоны при наклоне границ зонной структуры, деформации волновых функций носителей заряда, смещении дискретных уровней и пространственном перераспределении носителей в квантовой яме. Это, в свою очередь, вызывает увеличение поглощения света с энергией фотонов немного меньше ширины запрещенной зоны [124]. Зависимость поглощения от величины электрического поля не имеет простых аналитических описаний. С изменением поглощения происходит и изменение показателя преломления согласно соотношениям Крамерса-Кронига [125] (эффект электрорефракции), которое может быть использовано для фазовой модуляции или для создания амплитудных модуляторов на основе интерферометра Маха-Цендера. Зависимость изменения показателя преломления близка к квадратичной зависимости от внешнего электрического поля [126]:

$$\Delta n_{inP} \approx aE^b, \quad (2.11)$$

где a и b – эмпирически полученные коэффициенты, для фосфида индия $a = 10^{-13}$, $b = 1.6$ на длине волны 1550 нм.

Эффект Франца-Келдыша состоит в туннелировании электронов в запрещенную зону полупроводникового материала во внешнем электрическом поле. При приложении электрического поля к полупроводнику, граница зоны

поглощения перемещается в область низких энергий. Было обнаружено, что свет с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны может быть модулирован внешним электрическим сигналом. Действительно, высокоскоростная и низковольтная модуляция была получена на полуизолирующей заглубленной гетероструктуре из набора квантовых ям (англ.: *multiple quantum well, MQW*), образованных слоями InGaAsP, разделенными барьерными слоями InP, заключенных между *n* и *p* контактными слоями [127], сформированной в модуляторе на кристалле InGaAsP. Подобные объемные ЭАМ на кристаллах InGaAsP/InP применялись на практике в протяженных скоростных системах передачи (2.5 Гбит/с) с более низким, в сравнении с прямой модуляцией лазера с распределенной обратной связью, уровнем чирпа [128]. Тем не менее, крайне затруднительно получить отрицательный чирп, который необходим для устройств передачи информации на дальнее расстояние на скорости 10 Гбит/с. Данная инженерная проблема была решена в электро-абсорбционном модуляторе на квантово-размерной решетке, также на нем была реализована современная передающая система дальней связи на скорости 10 Гбит/с.

ЭАМ на квантово-размерной решетке состоит из набора периодически расположенных квантовых ям, разделенных барьерами, как показано на Рис. 2.4 а). Толщина ям и барьеров составляет несколько нанометров. В квантово-размерной структуре электроны и дырки локализованы в ямах на дискретных подуровнях. Когда электрическое поле не приложено, волновая функция, связанная с каждым подуровнем, симметрична относительно центра ямы, как показано на Рис. 2.4 б). Благодаря электронам и дыркам, локализованным в квантово-размерной структуре, экситон сильно увеличивает энергию связи и силу осциллятора. Эта повышенная энергия связи приводит к стабильным экситонным эффектам даже при комнатной температуре. Экситонные перемещения хорошо наблюдаются в электрических полях с напряженностью более 100 кВ/см для квантовых ям шириной 10 нм. Энергия фотона $h\nu$, поглощенная в квантово-размерной структуре, принимая во внимание экситонное поглощение, может быть выражена как

$$h\nu = E_g + E_{c1} + E_{hh1} - E_{ex}, \quad (2.12)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны барьерного материала, а E_{c1} и E_{hh1} – энергия покоя для электрона и тяжелой дырки для дискретного подуровня, как показано на Рис. 2.4 б), E_{ex} – энергия связи экситона.

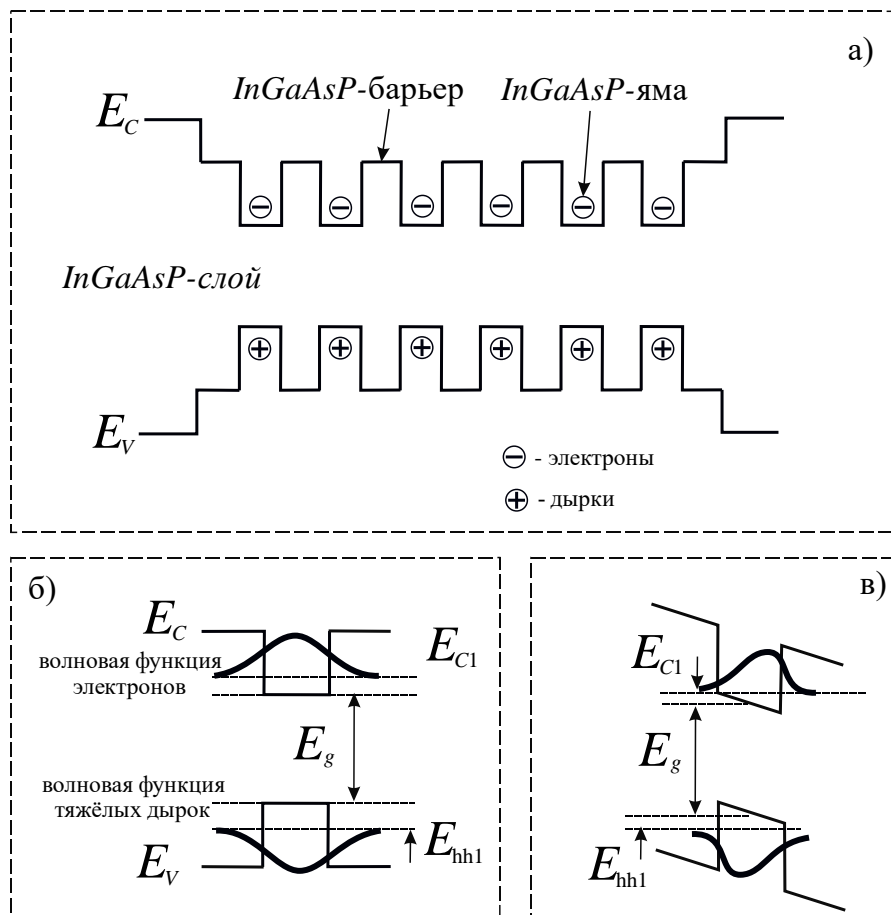


Рис. 2.4. (а) Структура квантово-размерного ЭАМ. (б) Волновые функции в зоне проводимости и валентной зоне. (г) Деформация волновых функций и изменение субзонных уровней благодаря квантово-размерному эффекту Штарка с приложенным электрическим полем [7].

Когда к квантово-размерной структуре приложено электрическое поле, потенциал ямы деформируется, как показано на Рис. 2.4 г). Волновые функции электрона и дырки отталкиваются в противоположные области ямы, и энергии покоя дискретного подуровня для зоны проводимости и валентной зоны сдвигаются вниз и вверх соответственно. Величины E_{c1} и E_{hh1} уменьшаются с увеличением напряженности электрического поля. Одновременно с этим энергия связи экситона уменьшается, но субзонный сдвиг доминирует. Таким образом, эффективная ширина запрещенной зоны уменьшается с увеличением напряженности электрического поля. Этот эффект известен как квантово-размерный эффект Штарка. На Рис. 2.5 показана расчетная зависимость длины волны внутреннего поглощения ($E_g + E_{c1} + E_{hh1}$) ненапряженной квантово-размерной структуры с различной толщиной ямы.

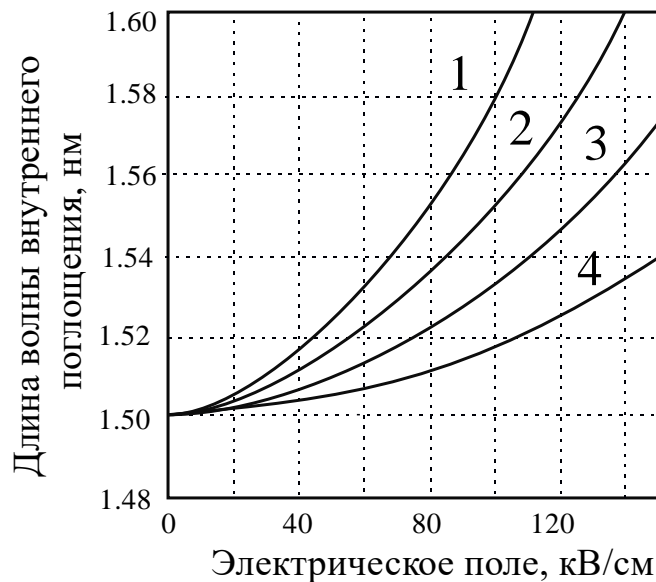


Рис. 2.5. Расчетная зависимость длины волны внутреннего поглощения ($E_g + E_{cl} + E_{hh1}$) ненапряженной квантово-размерной структуры с различной толщиной ямы. 1 – толщина ямы 13 нм, 2 – 11 нм, 3 – 9 нм, 4 – 7 нм.

Из Рис. 2.5 видно, что больший размер ямы показывает большую модуляционную эффективность. Однако увеличение размера ямы уменьшает энергию связи экситона, что ведет к уменьшению коэффициента поглощения [129]. Квантово-размерная структура может быть оптимизирована для всех характеристик модулятора. Типичный размер квантово-размерной структуры для практических реализаций модуляторов составляет 9 нм.

В ЭАМ чирп обуславливает передаточную характеристику устройства [130], так как чирп характеризует форму сигнала после его передачи по волокну с положительной дисперсией. Поэтому чирп является наиболее важным параметром для данного типа устройств. Чирп может быть определён как соотношение между действительной и мнимой частью комплексной разности показателя преломления, вносимой внешним электрическим полем:

$$Chirp = \frac{\Delta n'}{\Delta n''}, \quad (2.13)$$

где $\Delta n'$ и $\Delta n''$ – действительные и мнимые части разности показателя преломления соответственно. Мнимая часть комплексной разности показателя преломления может быть вычислена через отношение:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta \alpha, \quad (2.14)$$

где $\Delta \alpha$ – разность коэффициента затухания, вносимая электрическим полем. Электрорефрактивный коэффициент связан с электроабсорбционной

характеристикой ЭАМ через соотношения Крамерса-Кронига. Тогда реальная часть комплексной разницы показателя преломления может быть выражена как:

$$\Delta n'' = \frac{\lambda_i^2}{2\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha}{\lambda_i^2 - \lambda^2} d\lambda, \quad (2.15)$$

где λ_i – длина волны входного излучения.

2.2.2 Модуляторы на электроабсорбционных эффектах

Обсудим вкратце структуру и конструкцию ЭАМ. Для полупроводниковых устройств очень просто получить материалы p - и n -типа, используя различные легирующие примеси. Прикладывая обратное смещение к p - i - n структуре, можно сконцентрировать электрическое поле высокой напряженности в нелегированном квантово-размерном слое. Квантово-размерная структура представляет собой сэндвич-структуру из p , n и плакирующих слоев. В общем случае квантово-размерная структура не легируется для достижения высокого экситонного поглощения, и оба проводящих слоя имеют слабое легирование для подавления избыточного светового поглощения. Также важно подогнать пиковую длину волны для экситонного поглощения к требуемой операционной длине волны. Современная технология металлоорганической эпитаксии (MOVPE) позволяет получать достаточную точность установки длины волны поглощения, так как толщина слоя состав и соединение между слоями хорошо контролируются. Рассогласование (рабочая длина волны – пик экситонного поглощения) применяется для оптимизации коэффициента экстинкции, чирпа и вносимых потерь. Типичное значение – от 40 до 50 нм.

В модуляторе используется прямая волноводная структура с поглощающей сердцевиной. Даже слишком широкая волноводная структура, в которой существуют поперечные моды высших порядков, работает хорошо, когда входное излучение попадает в ось волновода, так длина модулятора меньше 300 мкм. С точки зрения эффективности ввода оптической мощности, широко распространены заглубленная гетероструктура и гребенчатые волноводы. Заглубленная гетероструктура предпочтительнее, в связи с тем, что модовое пятно излучения выходного сигнала хорошо согласуется с одномодовым оптическим волокном.

Для использования ЭАМ в оптических системах дальней связи, такие параметры как быстродействие, высокая выходная мощность и малый чирп, наиболее важны.

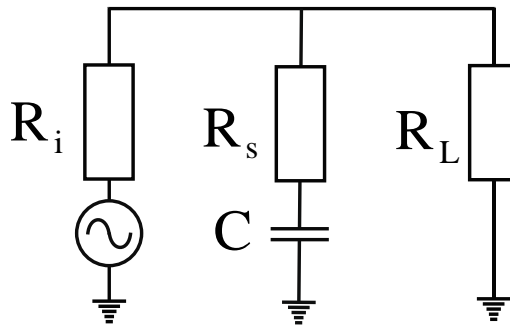


Рис. 2.6. Эквивалентная схема ЭАМ.

Схемотехнически ЭАМ представляет собой последовательно подключенные сопротивление R_s и емкость C (Рис. 2.6). ЭАМ с обратным смещением обладает огромным сопротивлением при отсутствии входного оптического излучения. Тогда параллельно модулятору подключается сопротивление R_L для согласования радиочастот. Когда модулятор управляется радиочастотным сигналом с входным сопротивлением R_L , частота отсечки может быть выражена как:

$$f_c = \frac{1}{2\pi \left(R_s + \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_L} \right)^{-1} \right) C}. \quad (2.16)$$

Для увеличения частоты отсечки очень важно уменьшение емкости C . Емкость состоит из контактной емкости обратно-смещенного $p-n$ перехода, паразитной емкости и емкости контактных площадок. Таким образом, паразитная емкость контактных площадок должна быть минимизирована. В реальных ЭАМ используется полуизолирующая заглубленная гетероструктура на кристалле InP для уменьшения паразитной емкости и емкости контактных площадок. Контактная емкость модулятора определяется общей толщиной нелегированных слоев квантово-размерной структуры и длиной модулятора. Применение более тонких нелегированных слоев и уменьшение длины модулятора уменьшает его емкость, однако, при этом уменьшается напряженность электрического поля и коэффициент экстинкции. Поэтому, в реальных устройствах толщина нелегированного слоя и длина модулятора подобраны так, чтобы частота отсечки, коэффициент экстинкции и рабочее напряжение были оптимальны. Типичное значение емкости составляет 0.5 пФ при последовательном сопротивлении в единицы Ом, поэтому частота отсечки более 12 ГГц может быть легко достигнута при входном сопротивлении 50 Ом.

Смещение длины волны (чирп) в ЭАМ выражается как

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_i^2}{2\pi c} \alpha_H \frac{1}{P} \frac{dP}{dt}, \quad (2.17)$$

где P – модулированная выходная мощность, α_H – чирп параметр и c – скорость света. На Рис. 2.7 показан чирп длины волны выходного излучения в ЭАМ.

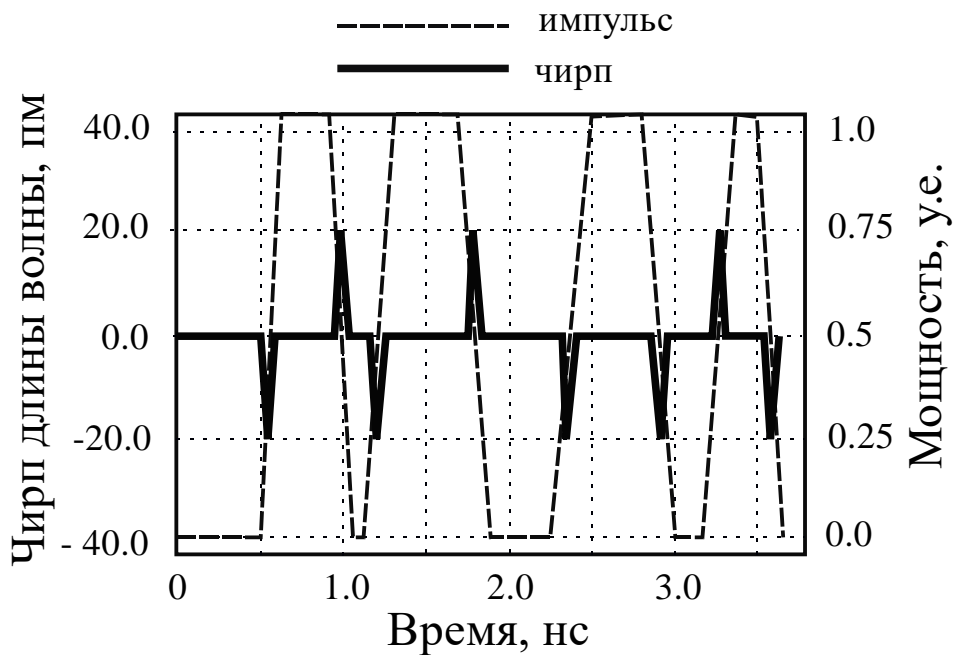


Рис. 2.7. Пример чирпа длины волны ЭАМ с $\alpha_H = 0.4$.

На нарастающем фронте выходная длина волны сдвигается в более коротковолновый диапазон, с другой стороны, на спадающем фронте, длина волны сдвигается в область длинных волн. Даже такие малые изменения длины волны серьезно деформируют глазковую диаграмму после магистральной передачи.

Дискретный ЭАМ не подходит для практического применения, так как требует дорогой стыковки с волокном со входа и выхода. Монолитная интеграция ЭАМ с лазером с распределенной обратной связью (англ.: *distributed feed back, DFB*) позволяет получить компактный и высокопроизводительный электро-абсорбционно модулированный лазер (ЭМЛ) для систем магистральной передачи по волокну на скоростях 10 Гбит/с.

ЭМЛ является первым практическим монолитным оптоэлектронным полупроводниковым устройством. Функционал источника постоянного оптического излучения и высокоскоростного модулятора интегрированы в один полупроводниковый чип. На Рис. 2.8 схематически представлен ЭМЛ.

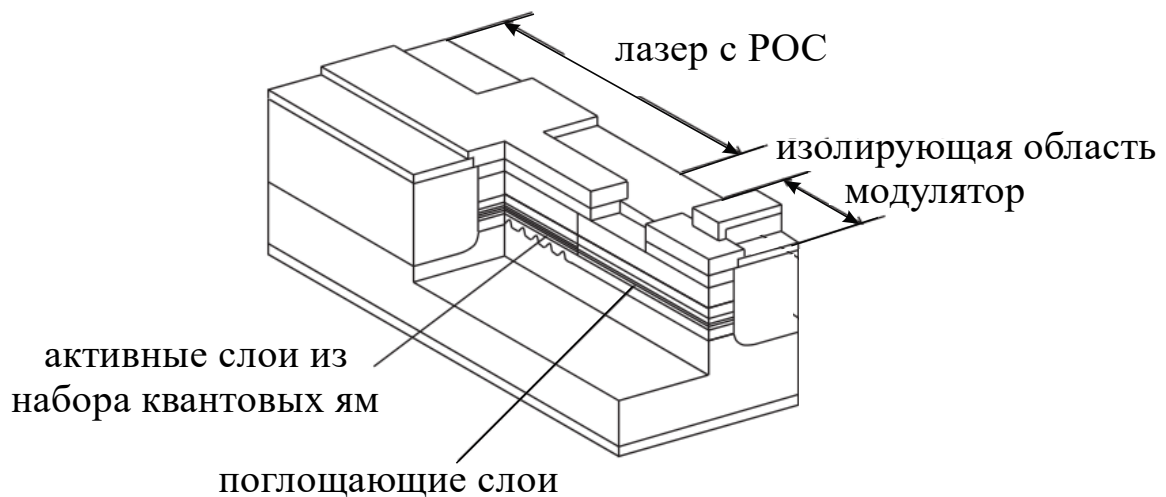


Рис. 2.8. Структура электро-абсорбционного модулированного лазера (ЭМЛ).
РОС – распределённая обратная связь [7].

Существенные проблемы у лазера и модулятора при их интеграции связаны с вводом оптического излучения и изоляцией электрического сигнала. Испускаемый лазером свет должен быть заведен в модулятор по оптическому волноводу с малыми потерями. Сигнал, прикладываемый к модулятору, должен эффективно изолироваться от лазера при помощи полуизолирующей заглубленной гетероструктуры. Излучение, отражаемое назад от переднего края модулятора должно быть минимизировано чтобы генерация постоянного излучения в лазере оставалась стабильной. Так как изменение режима работы DFB лазера сильно ухудшает параметры чирпа, антиотражающее покрытие должно быть нанесено на передний край модулятора.

Когда обе волноводные структуры пространственно независимы, коэффициент передачи оптической мощности C из DFB лазера в модулятор может быть легко выражен как:

$$C = \frac{\left| \iint E_{dfb}^* E_{mod} dx dy \right|^2}{\iint |E_{dfb}|^2 dx dy \iint |E_{mod}|^2 dx dy} \quad (2.18)$$

где E_{dfb} – поле фундаментальной моды DFB лазера, E_{mod} – фундаментальная мода модулятора. Звездочка обозначает комплексно-сопряженное поле. Из этого выражения видно, что распределение оптического поля модулятора должно совпадать с распределением оптического поля лазера для достижения высокого коэффициента передачи. Квантово-размерная структура модулятора и DFB лазера не одинаковы по толщине, составу и количеству ям. Тем не менее, волноводные слои и контроль смещения волноводов позволяет достигнуть высокого коэффициента передачи.

При расчетах было принято, что квантово-размерная структура DFB лазера имеет семь деформированных сжатием (1%) ям из InGaAsP и барьеров ($\lambda_g = 1.3$ мкм) сходной структуры, также из InGaAsP с толщиной 5 нм и 9 нм соответственно, а модулятор обладает семью деформированными сжатием (1%) ямами из InGaAsP и деформированными растяжением (-0.7%) InGaAsP барьерами ($\lambda_g = 1.15$ мкм) с толщиной 9 и 5 нм соответственно. Обе квантово-размерные структуры переложены изолирующими гетероструктурными слоями толщиной 0.1 мкм ($\lambda_g = 1.3$ мкм). Для данного случая не наблюдается серьезного падения эффективности передачи мощности при смещениях меньших 50 нм. При текущем процессе производства такое смещение доступно. Анализ распространения света в такой структуре может быть проведен численно с использованием метода распространения луча (англ.: *beam propagation method, BPM*) [131]. На Рис. 2.9 показано рассчитанное распространение поля при внесенном дефекте волновода на плоскости между лазером и модулятором длиной 2 мкм.

На Рис. 2.9 показан пример, когда волновод DFB лазера обрывается при $z = 5$ мкм. Оптическое поле распространяется до $z = 5$ мкм без возмущений. В интервале $5 - 8$ мкм распределение поля испытывает заметную турбулентность. Начиная с расстояний порядка $z = 9$ мкм, поле собирается вновь. Подобный зазор значительно ухудшает эффективность передачи оптической мощности.

Из Рис. 2.10 видно, что длина зазора должна быть меньше 0.5 мкм для хорошей эффективности передачи.

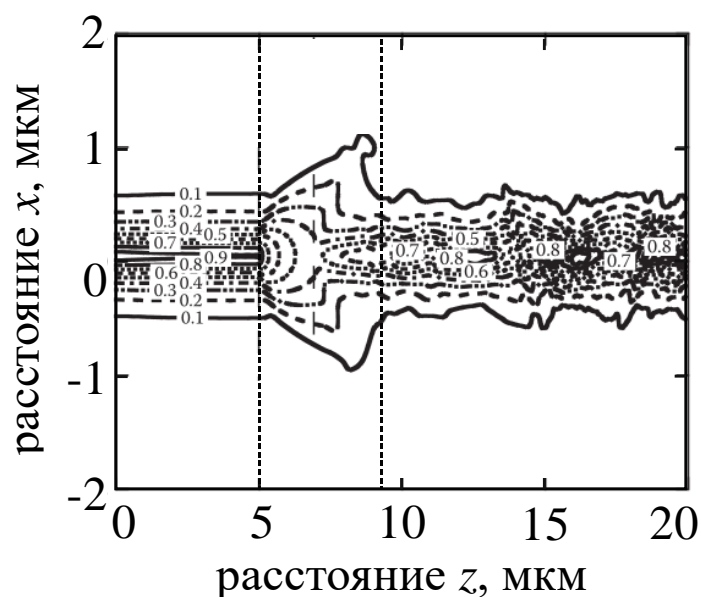


Рис. 2.9. Распространение поля при наличии волноводного дефекта длиной 2 мкм на плоскости между выходной плоскостью лазера и входной плоскостью волновода [7].

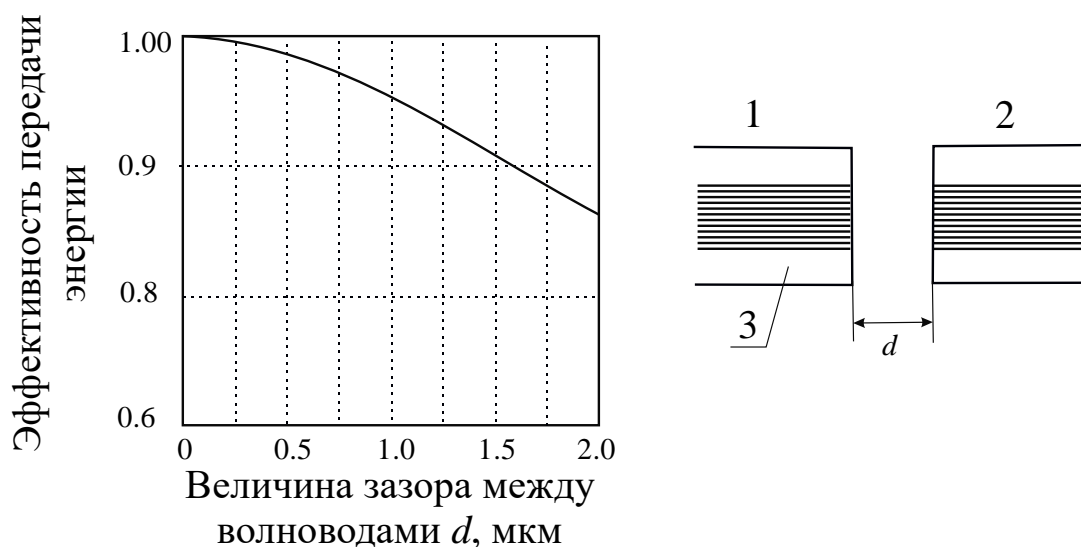


Рис. 2.10. Зависимость эффективности передачи энергии от длины зазора между волноводами.

В то время как DFB лазер – это устройство с прямым смещением, модулятор – устройство с обратным смещением. Если электрической изоляции недостаточно, незапланированные токи текут от постоянного источника тока DFB лазера к модулятору с обратным смещением. Это меняет режим работы DFB лазера и приводит к динамическому изменению длины волны. В общем случае частотная модуляционная эффективность DFB лазера лежит в районе 0.3 – 1 ГГц/мА. Тогда для изменения частоты меньше, чем на 0.1 ГГц, изменение тока DFB лазера должно быть меньше 0.1 мА. Для этого требуется изолирующее сопротивление больше 20 кОм. При использовании полужолирующей заглубленной гетероструктуры достигается сопротивление 50 кОм.

Как уже говорилось, адиабатическое смещение длины волны возникает в основном в связи с отражением на передней плоскости ЭАМ. Это смещение выражается в динамическом изменении длины волны при переключении модулятора. Так как область DFB лазера модулируется эквивалентной модуляцией отражения от переднего торца, это адиабатическое смещение длины волны приводит к серьезным искажениям в глазковую диаграмму после передачи по волокну. Для анализа смещения длины волны применялись особые DFB лазеры с большим динамическим диапазоном в комбинации с ЭАМ [132, 133]. В этих моделях ЭМЛ разбивался на многосекционные простые функции и анализировался при помощи скоростных уравнений фотонов, носителей и уравнений связи для каждой секции. На Рис. 2.11 показаны вычисленные чирп-параметры для отражений от переднего торца для ЭМЛ с четвертьволновой решеткой. В этих вычислениях нормализованная эффективность передачи равна 1.5, чирп-параметр DFB лазера равен 3, чирп-параметр модулятора равен 0.4, угол передней фаски – $0.5 \times \pi$ радиан, длина DFB лазера – 300 мкм и длина модулятора 200 мкм.

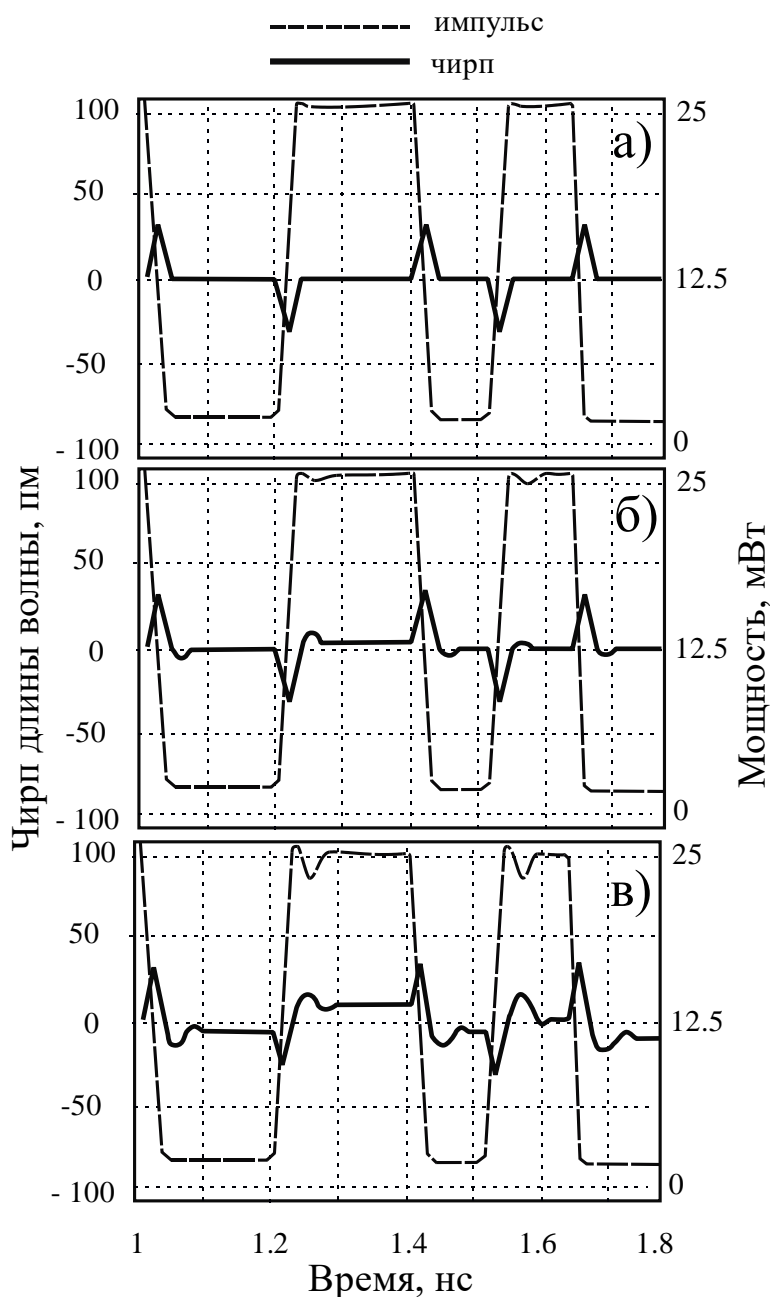


Рис. 2.11. Расчетные характеристики чирпа для различных отражательных способностей переднего торца с четвертьволновой решеткой. а): $r_f = 0.0001$, б): $r_f = 0.001$, в): $r_f = 0.01$

Было обнаружено, что отражательная способность передней фаски должна быть меньше 0.01% для полного подавления адиабатического чирпа длины волны. Таких ультранизких значений не удастся добиться при использовании однослойного антиотражающего покрытия. Тем не менее, многослойные покрытия и угловая передняя фаска часто используются. Используя многослойное покрытие, легко получить отражательную способность ниже 0.01% по всей ширине диапазона длин волн.

Современные устройства телекоммуникационного диапазона длин волн базируются на гетероструктурах из набора квантовых ям. Для повышения

эффективности данный тип модуляторов работает на длинах волн, близких к резонансному переходу, при этом изменение показателя преломления значительно выше, чем у рассмотренных ранее модуляторов на основе ниобата лития. Однако повышенная эффективность модуляции фазы неизбежно связана со значительным оптическим поглощением, составляющим, как правило, несколько дБ/см (Рис. 2.12).

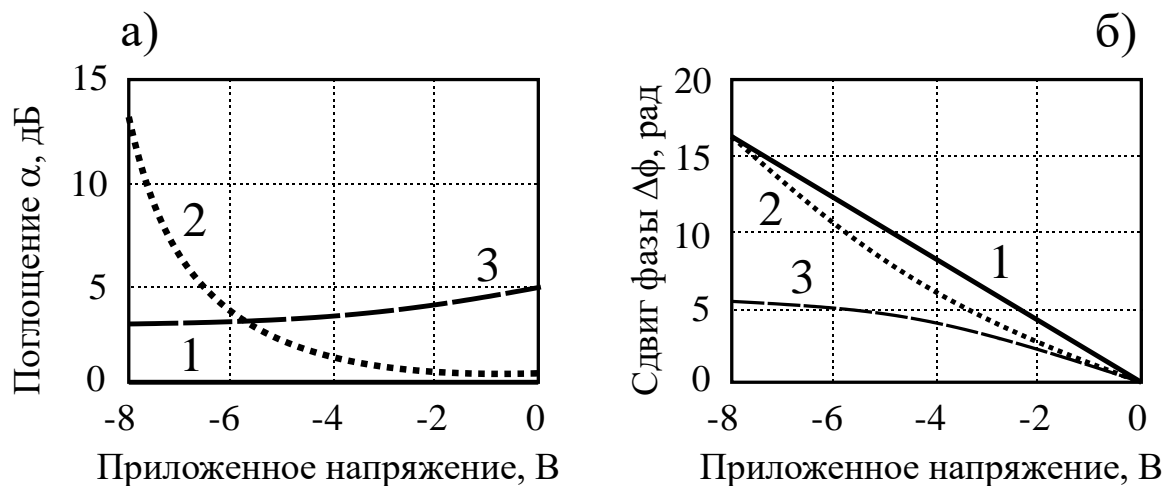


Рис.2.12. Зависимость поглощения (а) и сдвига фазы (б) от прикладываемого напряжения для «идеального», а также типичных InP и Si фазовых модуляторов длиной 5 мм. 1 – «идеальный модулятор», 2 – модулятор на основе InP, 3 – модулятор на основе Si.

Высокая эффективность модуляции позволяет делать устройства значительно короче по сравнению с модуляторами на ниобате лития, поэтому общие потери остаются сопоставимы по величине ($\sim 3 - 5$ дБ). Но, если оптические потери в модуляторах на ниобате лития связаны, главным образом, с рассеянием и не приводят к выделению тепла, то в MQW модуляторах значительная доля оптических потерь обусловлена поглощением света, что вызывает разогрев устройства и создаёт дополнительные ограничения на максимальную оптическую мощность. Это может быть важным в аналоговых системах радиофотоники, где, для повышения коэффициента передачи и расширения динамического диапазона, используют высокую оптическую мощность (100 мВт и выше). Сильная зависимость эффективности модуляции от длины волны усложняет применение MQW модуляторов для многоканальной работы с оптическим излучением на разных длинах волн. Отмеченные недостатки также приводят к дополнительным шумам, зависящим от характеристик оптического излучения, поэтому MQW модуляторы существенно проигрывают модуляторам на основе ниобата лития в практических применениях, требовательных к уровню шумов, таких как радиофотоника и квантовые системы связи. Зависимость от изменений температуры окружающей среды решается температурной стабилизацией модуляторов с использованием элементов Пельтье.

Безусловным преимуществом модуляторов на основе АЗВ5 полупроводников является их малый размер и возможность интеграции с другими оптоэлектронными элементами, такими как лазеры и фотоприемники, изготавливаемыми на той же технологической платформе.

2.3 Фосфид индия InP

2.3.1 Квантово-размерный эффект Штарка в фосфиде индия

Фосфид индия – это материал с энергией запрещенной зоны 1.344 эВ и постоянной решетки 5.8697 Å при температуре 300 К. Коммерчески возможны различные материалы для легирования подложки из InP. Коэффициент нелегированной подложки может быть рассчитан, используя модифицированные формулы Коши для зависимости показателя преломления от длины волны [134]. В легированном материале возникает индуцированное свободными носителями изменение показателя преломления [135-138]. Индуцированные легированием свободные носители уменьшают показатель преломления, в АЗВ5 материалах особо сильное воздействие имеют электроны из-за малой эффективной массы. В InP *p*-типа изменение показателя преломления за счет легирования пренебрежимо мало, в то время как оптические потери возрастают в 7–8 раз сильнее.

Фазовую модуляцию в InP-MZM обычно реализуют в глубоко протравленном волноводе гребенчатого типа через *p-i-n* эпитаксиальный слой, выращенный на (100) InP подложке. Внутри оптического волновода помещается MQW структура на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

Рисунок 2.7.1 а) представляет спектры поглощения α как функции приложенного напряжения смещение V для структуры MQW из 20 слоев. Пик фотолюминесценции экситона Q равен примерно 140 нм при комнатной температуре. Изменения в α со смещением V на Рис. 2.13 а) – это квантово-размерный эффект Штарка (QCSE). Сдвиг фазы, возникающий из-за QCSE, определяется из соотношения Крамерса-Кронига:

$$\Delta n(\hbar\omega, F_z) = \frac{\hbar c}{\pi} \lim_{x \rightarrow \infty} \int_0^{\hbar\omega - \delta} \frac{\Delta\alpha(E, F_z)}{E^2 - (\hbar\omega)^2} dE + \int_{\hbar\omega + \delta}^{\infty} \frac{\Delta\alpha(E, F_z)}{E^2 - (\hbar\omega)^2} dE. \quad (2.19)$$

Здесь Δn и $\Delta\alpha$ – изменение показателя преломления и поглощения соответственно. Изменение поглощения $\Delta\alpha$ в областях А и С вызывает отрицательное изменение (уменьшение) показателя преломления, в области В, наоборот, положительное. Идеальная QCSE структура для MZM должна вызывать сильный сдвиг границы поглощения в длинноволновую область,

сохраняя пик поглощения экситона при минимальном уширении [139]. Необходимы глубокие ямы как для электронов, так и для дырок, что легче обеспечить в InGaAlAs/InAlAs, чем в InGaAsP/InGaAsP MQW. Разработка MQW структур для InP-MZM является отдельным направлением исследований [140-142]. Представленная на Рис. 2.13. зависимость сдвига длины волны от температуры является важной для работы модуляторов без активного охлаждения.

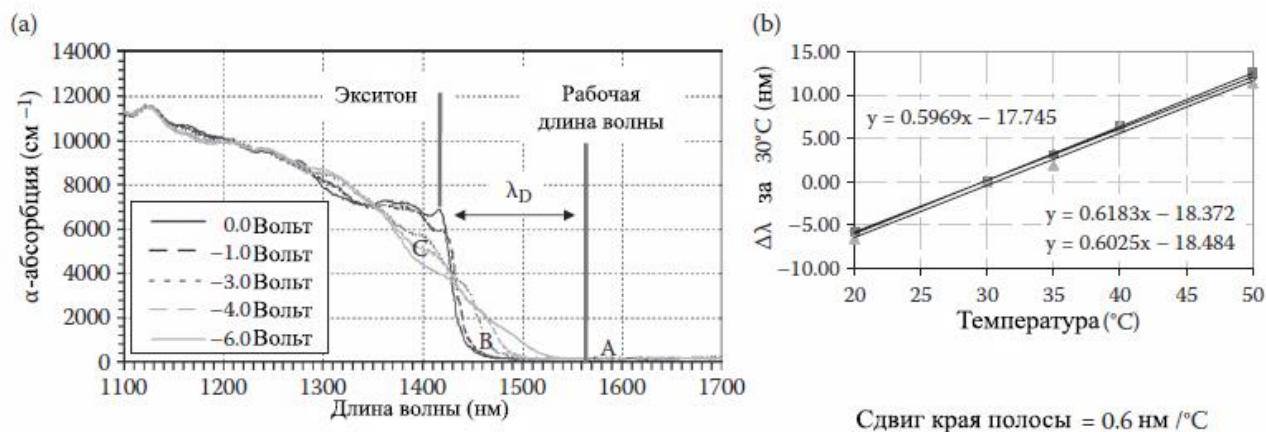


Рис. 2.13. а): Спектр поглощения MQW. б): Сдвиг края полосы экситонного поглощения от температуры [7].

InP не имеет центра симметрии и обладают линейным электрооптическим эффектом [141]. Для эпитаксиальных пленок, выращенных на плоскости (001), TE волна, распространяющаяся вдоль оси [011], испытывает электрооптическую модуляцию $n_o + \frac{1}{2}n_o^2r_{41}F_z$, которая добавляется к QCSE. Здесь n_o – показатель преломления, r_{41} – это компонент ЭО тензора со значением около 1.7 пм/В на длине волны 1550 нм, а F_z – это приложенное электрическое поле вдоль оси z перпендикулярно слоям MQW. Для волны, распространяющейся вдоль оси [011], индекс модуляции равен $n_o - \frac{1}{2}n_o^2r_{41}F_z$, и электрооптика вычитается из QCSE. Для максимизации эффективности волновод на MZM должен идти параллельно оси [011].

Индукцированное напряжением поглощение и нелинейность фазовых сдвигов в рабочем диапазоне длин волн могут быть минимизированы комплексом мер: уменьшением приложенного электрического поля при увеличении толщины волновода; увеличением количества слоёв в MQW; увеличением λ_D путем уменьшения параметра Q квантовых ям; увеличением длины взаимодействия.

2.3.2 Конструкция модулятора Маха-Цендера

Пример МЗМ на InP, показанный на Рис. 2.14, – это интерферометр нулевого порядка с функцией передачи от напряжения $E_0(V_L, V_R)$:

$$E_0(V_L, V_R) = \sqrt{S_{li}S_{lo}} \exp\{-\alpha(V_L, \lambda_D)/2L_L\} \exp i\{-\Delta\phi(V_L, \lambda_D)L_L - \delta_L\} + \sqrt{(1-S_{li})(1-S_{lo})} \exp\{-\alpha(V_R, \lambda_D)/2L_R\} \exp i\{-\Delta\phi(V_R, \lambda_D)L_R - \delta_R\}, \quad (2.20)$$

здесь S_{li} – коэффициент деления в левое плечо модулятора входного многомодового интерференционного делителя (ММИ); S_{lo} – коэффициент передачи из левого плеча модулятора выходного многомодового интерференционного сумматора (ММИ); L_L и L_R – оптические длины взаимодействия электродов; V_L и V_R – напряжения смещения, приложенные к электродам; δ_L и δ_R – это фазовые сдвиг (от 0 до 2π) в плечах; $\Delta\phi$ – индуцированный приложенным напряжением фазовый сдвиг. Пример зависимостей фазового сдвига от напряжения представлен на Рис. 2.15. Отметим, что напряжение, необходимое для переключения из состояния максимума пропускания в минимум пропускания, может зависеть от рабочей точки (напряжения смещения) из-за нелинейности $\Delta\phi(V, \lambda_D)$ и добавки, которую вносит $\alpha(V, \lambda_D)$.

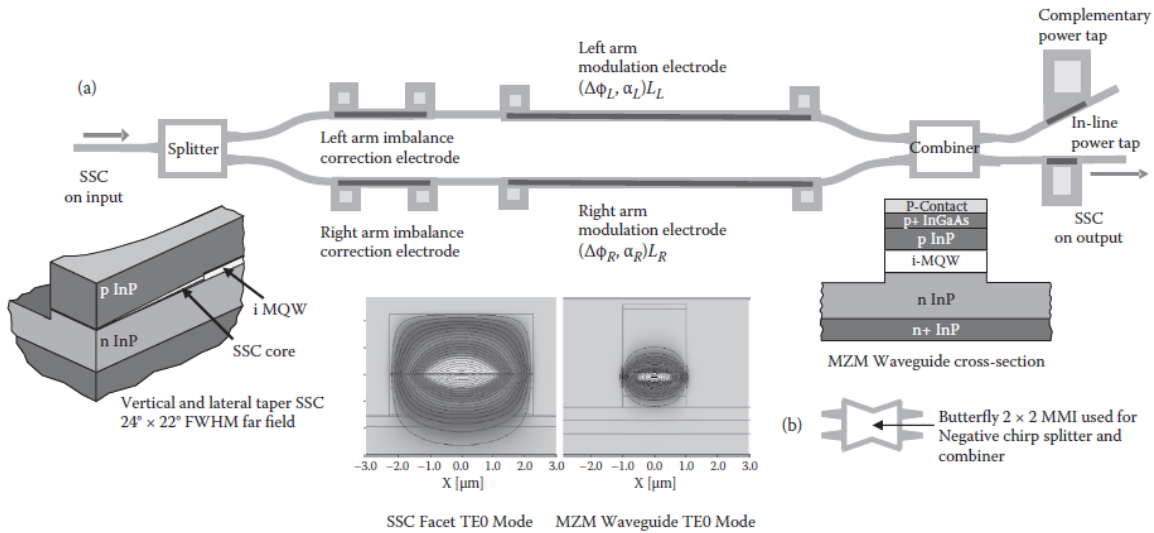


Рис. 2.14. Примеры конфигураций InP- MZM (а) с нулевым чирпом, (б) с отрицательным чирпом [7].

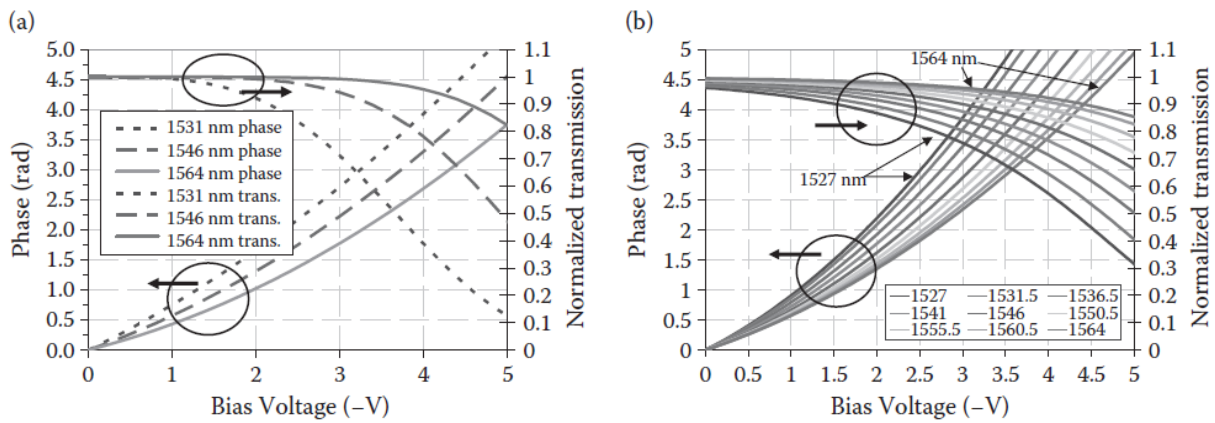


Рис. 2.15. Зависимость изменения разности фаз и коэффициента пропускания модулятора от напряжения. (а) волновод 600 мкм длина, 2 мкм ширина, MQW сердцевина 20 слоев Q=1415 нм, (б) волновод 1500 мкм длина, 1.5 мкм ширина, MQW сердцевина 31 слой Q=1390 нм [7].

2.3.3 Оптические волноводы на основе InP

Волноводы, созданные глубоким травлением, создают высокую концентрацию волноводной моды и обладают рядом преимуществ для MZM на основе InP. Сердцевина волновода совпадает с внутренним слоем обратного смещенного *p-i-n* диода, чем обеспечивается высокая степень перекрытия между электрическим полем и оптической модой (до 80%). Маленький поперечный размер задаёт низкую емкость. Это также обеспечивает лучшую работу (MMI) делителя и сумматора. Моды утечки распространяются вертикально, что понижает перекрестные взаимодействия между плечами интерферометра. Высокая направленность волноводов позволяет уменьшить потери излучения на малых изгибах. Преобразование размера модового пятна может быть реализовано на коротком тэйпере.

В волноводах с шириной гребня 2 мкм и 1.5 мкм можно получить потери менее 2 дБ/см или 3.5 дБ/см соответственно используя стандартную пятишаговую фотолитографию [143,144]. На практике невозможно получить истинно одномодовый режим для волновода с шириной гребня более 2 мкм. Уменьшение длины волны и/или толщины сердцевины увеличивает вертикальное перекрытие высших мод с подложкой и соответственно их потери. Однако относительно широкая сердцевина необходима для увеличения перекрытия с MQW. Проблема подавления высших мод является ключевой при разработке оптической схемы InP – MZM.

Существует множество технологий травления АЗВ5 полупроводников. Те, что демонстрировались для глубокого травления структуры оптических InP волноводов, включают в себя реактивное ионное травление $\text{CH}_4:\text{Ar}$ [145, 146] или $\text{CO}_2:\text{CH}_4:\text{H}_2$ [147], индуктивное двойное плазменной травление HBr [148] или Cl_2 [149] и самопассивирующее реактивное ионное травление Br_2N_2 [150].

Однородность по подложке должна быть лучше, чем ± 0.1 мкм, что особенно критично при изготовлении MMI делителя/сумматора.

Концентрации легирования n и p слоев должны подбираться из логики минимизации оптических и радиочастотных потерь. Существует еще несколько факторов, влияющих на конструкцию волноводов: минимизация перекрытия между фундаментальной TE_0 модой и p -контактным слоем InGaAs с большими потерями; минимизация дополнительной добавки к показателю преломления, вызываемой присутствием металла на гребне [151].

2.3.4 Радиочастотные электроды

Функцией электрода с бегущей радиочастотной волной является достижение сонаправленности и равной скорости волны напряжения с огибающей оптической волны, а также малые микроволновые потери по всей длине L электрода. Любая разница в скоростях двух волн создает фазовый набег, который увеличивается с частотой или длиной взаимодействия, и, в конечном счете, ограничивает пропускную способность СВЧ линии [7]:

$$B = \frac{1.4 \times c}{\pi |n_o - n_\mu| L}, \quad (2.21)$$

где n_o и n_μ – это оптический и микроволновый эффективные показатели преломления, а c – скорость света в вакууме [152].

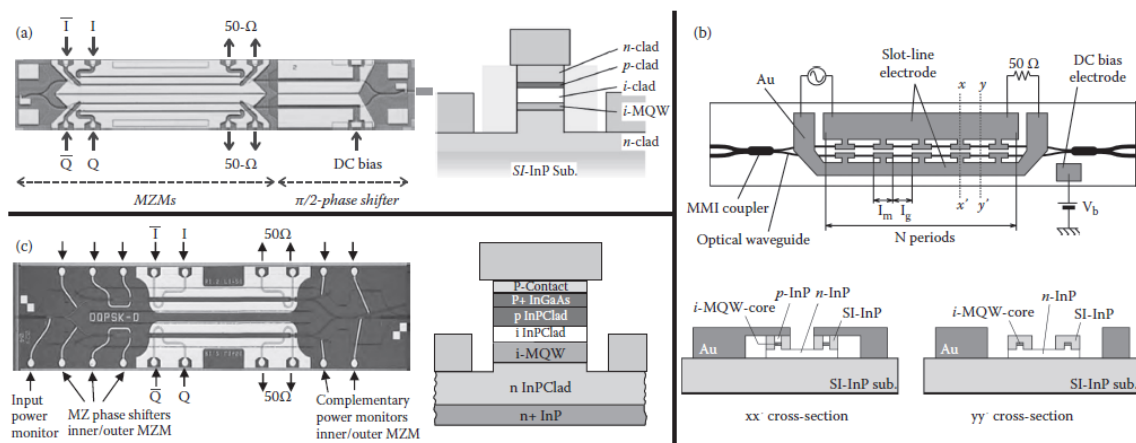


Рис. 2.16. (a) Конфигурация компланарного РЧ электрода для DQPSK MZM. (b) Конфигурация сегментированного электрода с емкостной связью для MZM [7].

На практике характеристический импеданс бегущей по СВЧ линии волны должен совпадать с обычным системным импедансом в 50 Ом, чтобы избежать

больших сигнальных отражений; однако, это согласование обычно сложная процедура в MZM на InP из-за больших ёмкостей на единице длины.

Две широко применимые конфигурации СВЧ электродов представлены на рисунке 2.16. В первой конфигурации, показанной на рисунках 2.16 а) и 2.16 с), используются стандартные, независимые, компланарные, микрополосковые РЧ электроды на каждом плече модулятора [153]. Второй подход, на рисунке 2.16 б), периодическую структуру сегментированных электродов с емкостной связью [154-156]. Первый подход требует двойного управления, второй – одинарного.

2.3.5 Монолитная интеграция MZM на основе InP с перестраиваемым лазерным источником

Монолитная интеграция MZM на основе InP с лазерным источником (ILMZ) является способом удовлетворить современные требования к малости размеров, малому энергопотреблению и малой стоимости.

Текущие реализации ILMZ, представленные на Рис. 2.18, сформированы при помощи интеграции путем соединения встык сердцевин волноводов. Перестройка длины волны, теплом или при помощи инъекции носителей, осуществляется в области перестройки лазера вне области усиления, дополнительный полупроводниковый оптический усилитель внедрен, чтобы скомпенсировать потери в MZM, а также чтобы обеспечить выравнивание мощности при перестройке длины волны и позволить блокировать выход во время смены каналов. MZM в этих устройствах используют независимые фазовращающие электроды на смешанных элементах, чтобы минимизировать длину устройства, требуемую для дифференциального управления с амплитудой $< 3 V_{pp}$.



Рис. 2.18. (а) Интегрированный InP DSDBR перестраиваемый лазер с MZM на общей подложке. (б) Микросхема интегрированного InP DSDBR перестраиваемого лазера с MZM. (с) ILMZ TOSA блок для XFP приёмо-передатчиков [7].

Критически важно минимизировать влияние оптических, тепловых и электрических помех в микросхеме. Обратные отражения в резонатор лазера

присутствуют от стыка материалов, волноводных переходов для подавления высших мод и на выходах оптических MMI делителя/сумматора в MZM. Эти отражения можно экспериментально измерить, используя оптическую рефлектометрию с малой когерентностью [157].

Требуется учитывать компромисс при выборе ориентации волновода относительно InP подложки. В неинтегрированных устройствах для повышения эффективности квантово-размерного эффекта Штарка MZM волновод ориентирован параллельно главной плоскости подложки InP. Лазерные волноводы ориентируются перпендикулярно главной плоскости, так, чтобы могло быть использовано HCl:H₃PO₄ кристаллографическое влажное очистное травление с высокой селективностью к InP [158, 159]. Отсюда компромисс – либо перпендикулярное положение и линейный ЭО эффект, противодействующий изменению показателя преломления за счет QCSE, либо параллельное положение и пропорциональное изменение ширины гребней согласно изменению глубины сухого травления.

Второй компромисс предлагает выбрать концентрацию *p*-примеси или толщину уровней InP в MZM. Это выбор между последовательным сопротивлением перестраиваемого лазера и пассивными оптическими потерями в MZM.

2.3.6 Корпусирование MZM на основе InP

Модуль оптического передатчика, используя гибридную интеграцию между оптическим источником и MZM, является доминирующим вариантом на рынке доступных MZM на основе InP устройств с момента своего изобретения в 1995 году. Рис. 2.19 а) показывает схему с фиксированной длиной волны на основе гибридной интеграции, которая успешно использовалась в различных вариантах приёмопередатчиков между 1995 и серединой 2000-х. Оптический изолятор защищает лазер от внешней обратной связи. В компоновке используются асферические линзы, которые сначала коллимируют входной сигнал лазера, а затем, после оптического изолятора, фокусируют выходной сигнал лазера в SSC на микросхеме MZM. Вторая, более слабая линза используется в оптическом изоляторе для регулирования луча и оптимизации связи без потребности в сверхтонкой коррекции. Можно посчитать эффективность связи между лазером и MZM при помощи гауссовой модели. Вся оптика монтируется на одиночном керамическом фрейме, который, в свою очередь, монтируется на термоэлектрическом элементе Пельтье. Микросхема MZM монтируется там же, из-за своих малых размеров, и следовательно, малого рассеяния мощности. Все электрические соединения, включая входы контроля импеданса, расположены вдоль одной стороны

Рисунок 2.19 б) показывает модернизированную версию передатчика с перестраиваемым лазером. Рисунок 2.19 с) показывает неинтегрированный отдельно стоящий модулятор на основе InP для дифференциальной

квадратурной фазовой модуляции, смонтированный в модуле размерами 21 мм на 13 мм на 10 мм.

2.4 Арсенид галлия GaAs

Волноводы на подложке арсенида галлия изготавливаются на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Увеличивая концентрацию алюминия в $Al_xGa_{1-x}As$, можно уменьшать показатель преломления материала [160].

Такая многослойная структура используется для локализации оптической моды в вертикальной плоскости. GaAs имеет наибольший показатель преломления, поэтому выступает в качестве сердцевины волновода. Слои AlGaAs с меньшим показателем преломления делаются достаточно толстыми. Это позволяет предотвратить потери оптической волны из-за её перетекания в нижележащую подложку GaAs и из-за её поглощения металлическими электродами.

В горизонтальной плоскости волновод ограничивают, вытравливая в полупроводнике гребень. Электроды для модуляции располагают в виде проводящего подслоя под волноводом и электрода на поверхности гребня.

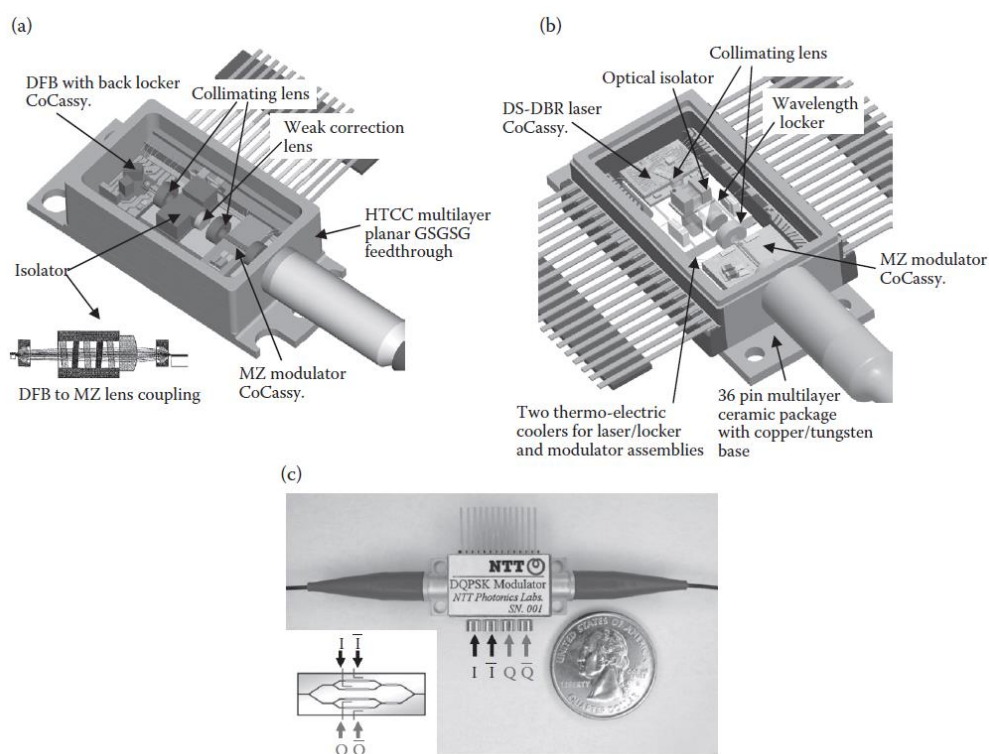


Рис. 2.19. (а) Модуль DFB лазера и MZM на основе InP в одном корпусе, (b) модуль DS-DBR перестраиваемого лазера и MZM на основе InP в одном корпусе. (с) 40 Гбит/с DQPSK MZM модуль [7].

Сам модулятор при этом представляет собой диод, смещённый в обратном направлении. Его выполняют либо в виде $p-n$ перехода, либо в виде перехода Шоттки. Обычно используют второй вариант, так как для него не нужно производить усиленное легирование поверхности гребня волновода (для формирования омического контакта с металлом).

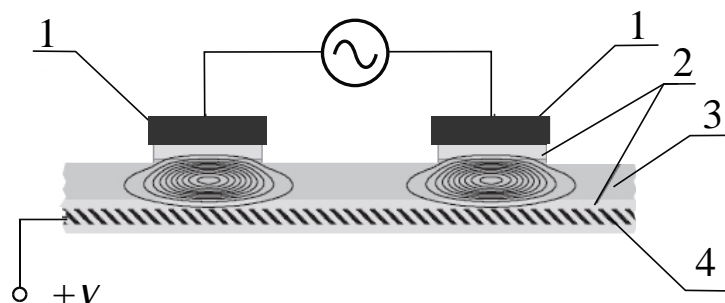


Рис. 2.20. Вид волноводов и волноводных фазовых модуляторов в GaAs [161].
1: электроды; 2: слой AlGaAs; 3: слой GaAs; 4: слой AlGaAs, допированного N^+ .

В модуляторе, выполненном на основе обратно смещенного $p-n$ перехода, можно использовать сразу несколько эффектов, присутствующих в арсениде галлия. Во-первых, модуляцию можно производить с помощью эффекта Погкельса и эффекта Франца-Келдыша (более слабо выраженного). Волновод, расположенный между электродами, будет попадать под действие напряженности электрического поля, создаваемого электродами. Перекрытие между полем оптической моды волновода и полем электродов приведёт к фазовой модуляции оптической волны.

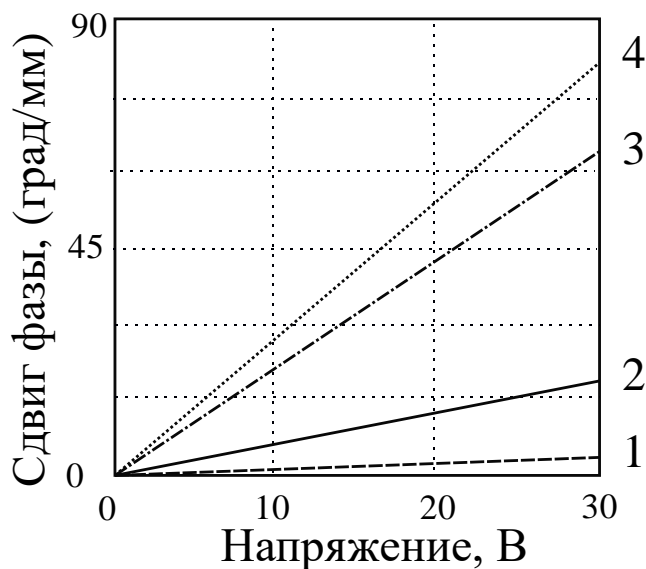


Рис. 2.21. Расчёт вклада различных электрооптических эффекты в GaAs/ $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ волноводе: сердцевина = 1.3 мкм; обедненная область = 1.8 мкм [162].

1: модуляция за счёт квадратичного электрооптического эффекта, 2: модуляция за счёт управления положением заряда, 3) модуляция за счёт линейного и квадратичного электрооптических эффектов, 4: общий вклад всех перечисленных механизмов.

Кроме того, можно производить модуляцию с помощью эффекта плазменной дисперсии, то есть за счёт перекрытия между полем оптической моды и областью с носителями заряда. Носители заряда в $p-n$ переходе будут располагаться по обе стороны обеднённой зоны, размер которой можно менять величиной приложенного к переходу напряжения. Таким образом, можно вводить и выводить заряды из поля оптической моды волновода и тем самым модулировать фазу [162].

Влияние отдельных эффектов на суммарный фазовый сдвиг в модуляторе представлено на Рис. 2.21.

Геометрия фазового модулятора должна, с одной стороны, обеспечивать максимальную эффективность модуляции, а с другой стороны – обеспечивать распространение оптического сигнала по волноводу без искажений.

В первую очередь для передачи оптического сигнала без искажений необходим одномодовый режим работы волновода. В вертикальной плоскости одномодовость можно контролировать размером многослойной GaAs/AlGaAs-гетероструктуры и концентрацией алюминия в её слоях (Рис. 2.22.).

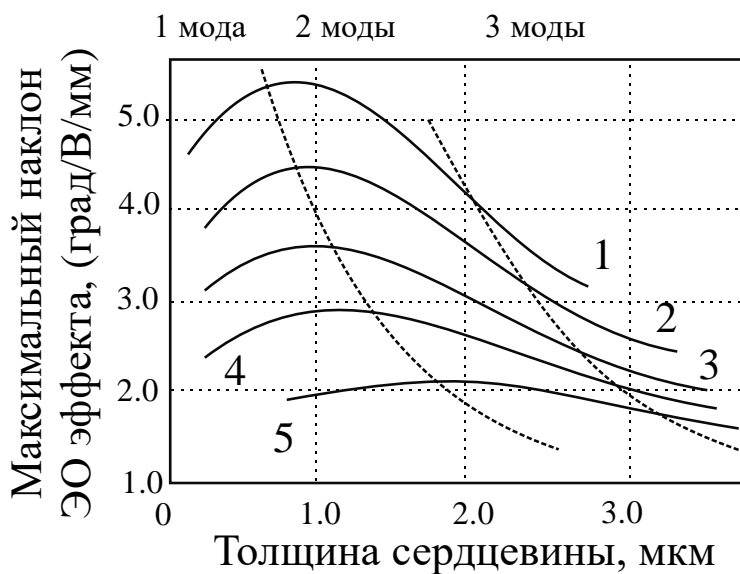


Рис. 2.22. Зависимость модового состава волноводов и эффективности модуляции от типа гетероструктуры и толщины её сердцевины (расчёт для 1D-волновода) для разной концентрации Al. 1: 25%, 2: 20%, 3: 15%, 4: 10%, 5: 7% [162].

В горизонтальной плоскости свойства волноводов контролируются глубиной травления гребня. При неглубоком травлении, не затрагивающем сердцевину волновода, ограничение моды в горизонтальной плоскости слабое, поле моды распространяется за пределы гребня. Преимущество такого режима - одномодовость в большом диапазоне ширин гребня, недостаток – слабая

локализация поля в области модулятора, что уменьшает эффективность модуляции.

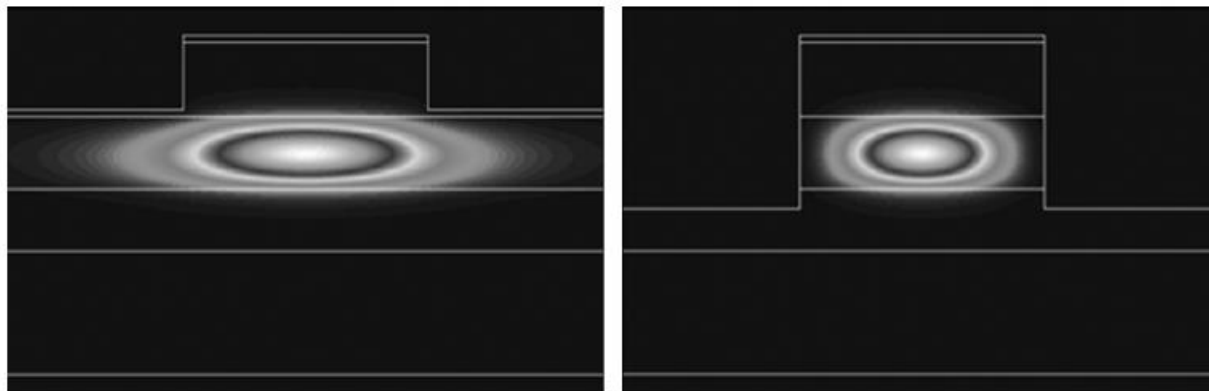


Рис. 2.23. Волноводные моды в случае непротравленной (слева) и протравленной сердцевины (справа) [162].

Если протравливать всю сердцевину (см. рис. 2.23), поле оптической волны локализовано гораздо сильнее, однако одномодовость волновода сохраняется лишь при очень малых ширинах гребня. Кроме того, такая волноводная геометрия чувствительна к акустооптическому резонансу, который проявляется из-за пьезоэлектрического и эластооптического эффектов в GaAs. Оптимальная глубина травления выбираются, как правило, промежуточным значением между этими крайностями.

2.4.1 Изготовление волноводов и электродов

Многослойная гетероструктура GaAs/AlGaAs выращивается с помощью одного из двух эпитаксиальных методов: молекулярно-пучковой эпитаксии, или металлоорганической из газовой фазы. Травление волноводов производится химическим или плазменным методом. Плазменное травление считается более удобным благодаря возможности создания вертикальных стенок гребня.

Электроды наносятся с использованием фотолитографии, либо используются самопозиционирующие методы. В последних электроды сами используются в качестве маски для травления гребня, после чего металл удаляется с пассивных участков волноводов. В данном случае к материалам применяются дополнительные требования: они должны быть устойчивы по отношению к травящему веществу, но впоследствии должны удаляться, не повреждая при этом волновод.

Для этих задач успешно применяется алюминий, который может удаляться с поверхности арсенида галлия при помощи фтористоводородной кислоты. Используемое в такой технологии химическое травление в результате

формирует гребни трапецеидальной формы. Несмотря на уменьшение емкости в таком модуляторе и большую защиту от пробоя, трапецеидальная форма ограничивает глубину травления и ширину гребня.

Следует отметить, что методы самопозиционирования обычно не применяются вместе с физическим травлением из-за происходящего во время него распыления и случайного переосаждения металла.

2.4.2 Многоэтапное травление

При формировании модуляторов можно создавать волноводные переходы с низкими потерями между гребнями с различной глубиной травления. Такой подход позволяет создавать волноводные секции под различные задачи. Использование прочной маски (металлической или диэлектрической) позволяет производить процесс травления в несколько этапов, при этом временно защищая отдельные участки. В результате устройство может совмещать участки с различной глубиной травления, которая выбирается в зависимости от задачи: (1) неглубокое травление для одномодового волновода (для модовой фильтрации), (2) промежуточный участок для лучшей локализации мод и меньшей емкости модулятора, (3) глубокое травление с полным удалением сердцевины волновода (слоя GaAs) для пространственной фильтрации, (4) полное удаление эпитаксиальных слоев для электрической изоляции.

2.4.3 Электрическая изоляция

Для соединения модулятора с драйвером на поверхности кристалла размещают контактные площадки. Поскольку нижний слой подложки высоколегирован, он будет создавать вместе с контактными площадками паразитную емкость. Её можно исключить либо полным вытравливанием эпитаксиально выращенных слоёв полупроводника, либо снижением проводимости ионной имплантацией (см. Рис. 2.24).

При бомбардировке поверхности высокоэнергетичными ионами (напр. H^+) число свободных носителей сильно снижается (например, за счёт дефектов в кристаллической структуре).

Альтернативное решение для изоляции участка подложки – полное вытравливание эпитаксиальных слоев. Возникающая в этом методе подзадача – создание навесных проводников, перекинутых через вытравленный участок – может быть решена при помощи технологии «self-bridging» [7].

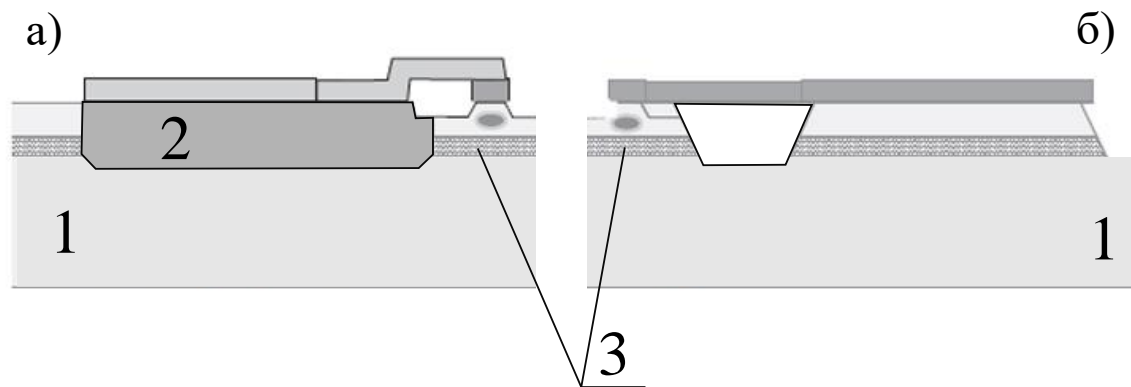


Рис. 2.24. Способы изоляции методом ионной имплантации (а) и методом вытравливания (б). 1): полупроводящая GaAs подложка, 2): участок, подвергшийся бомбардировке высокоэнергетическими ионами водорода H^+ , 3): допированный n^+ слой [7].

2.4.4 Особенности модуляторов

Возможности модуляторов на арсениде галлия продемонстрированы на большом количестве различных его модификаций [166-169]. Основные их идеи – в использовании конфигураций многосекционных электродов бегущей волны (для обеспечения высокочастотной модуляции), а также участков модовой и пространственной фильтрации для предотвращения межмодовой интерференции в плечах модулятора.

На вход модулятора Маха-Цендера может поступать не только фундаментальная мода. Так, например, дополнительная, нефундаментальная мода на входе интегрально-оптического интерферометра может после прохождения по нему принять форму фундаментальной, но иметь отличную от неё фазовую задержку. В случае, если интенсивность или количество нефундаментальных мод будет меняться в процессе модуляции, выходной сигнал будет искажен. Для предотвращения этого эффекта применяют волноводные участки с пространственной фильтрацией. Такой фильтр может быть, например, исполнен в виде длинного узкого одномодового волновода со слабо протравленным гребнем, который переходит в волновод с глубоким травлением (с тем же размером модового пятна).

К настоящему моменту известны реализации модуляторов со скоростью работы 10 Гб/с и 40 Гб/с в режиме NRZ и RZ соответственно с полуволновым напряжением $V_{\pi} < 5$ В. Реализованы модуляторы, работающие в режиме DQPSK-кодирования [163-167].

2.5 Кремний Si

2.5.1 Эффект дисперсии плазмы в кремнии

Кремний – полупроводниковый материал с хорошо изученными свойствами. Ширина его запрещенной зоны составляет 1.12 эВ, что соответствует длине волны 1.1 мкм. При сравнительно высоких температурах (415 К) измерение ширины запрещенной зоны приводит к её сужению до 0.95 эВ, что соответствует длине волны 1.3 мкм [170]. Можно считать, что кремний прозрачен в телекоммуникационном диапазоне длин волн.

Электрооптический эффект Поккельса проявляется лишь в кристаллах без центральной симметрии. Кристалл кремния имеет центральносимметричное строение кристаллической решетки, поэтому линейным электрооптическим эффектом не обладает. Можно создать эффект Поккельса в кремнии искусственно, внося в кристалл асимметрию (например, при помощи напряжений – осаждением на его поверхность слоя другого материала [171]).

Как центрально-симметричный кристалл кремний обладает эффектом Керра (квадратичным электрооптическим эффектом). Однако для создания практически значимого изменения показателя преломления ($\Delta n \sim 10^{-4}$) требуется большая напряженность электрического поля ($\sim 10^6$ В/см на длине волны 1.3 мкм). Ввиду того, что даже для слаболегированного кремния это значение напряженности вызывает пробой, модуляция при помощи эффекта Керра практически невозможна [172].

Другой электрооптический эффект в кремнии – эффект Франца-Келдыша. При приложении электрического поля он вызывает смещение границы зоны поглощения, изменяя потери и сдвиг фазы оптической волны. Эффект Франца-Келдыша требует меньших напряженностей поля ($\Delta n \sim 10^{-4}$ при напряженности 10^5 В/см), но действует только вблизи границы зоны поглощения кристалла, т.е. для длин волн ≈ 1.1 мкм, и поэтому для телекоммуникационного диапазона длин волн также неприменим [172].

Есть возможность изменять показатель преломления в кремнии, используя его температурную зависимость ($dn/dT = -1.86 \times 10^4$ 1/К на длине волны 1.55 мкм) [173]. Хотя термо-оптический эффект в кремнии выражен достаточно сильно, на его основе невозможно производить высокочастотную модуляцию.

При легировании кремния в нём изменяется концентрация носителей заряда, что также влияет как на потери, так и на значение показателя преломления материала (так называемый эффект плазменной дисперсии [174, 175]). Вносимое таким эффектом изменение показателя преломления может достигать $\Delta n \sim 10^{-3}$ [173] и применяться, в том числе, и для модуляции на высоких частотах.

Кремний – это основной материал для обширной области электроники, однако этот материал испытывает трудности с отсутствием эффективного

механизма высокоскоростной модуляции в сравнении с его конкурентами. Он был бы не самым лучшим выбором в качестве материала модулятора, если бы не возможность интеграции с кремниевыми электронными схемами [176].

Идея использовать кремний появилась много лет назад [177], но по-настоящему интересна стала недавно, с совершенствованием технологии волноводов с разрешением менее 1 мкм и достижением на подложках Si/SiO₂ уровня оптических потерь менее 1 дБ/см. Волноводы из кремния обладают высокой разностью показателей преломления по отношению к материалу подложки ($n = 3.5$ для Si и $n = 1.45$ для SiO₂), что обеспечивает малый поперечный размер ~ 1 мкм и малый критический радиус изгиба до 10 мкм. Недостатком является существующее ограничение по допустимой мощности: двухфотонное поглощение может вызвать проблемы даже с несколькими мВт на длине волны 1550 нм [178].

В кремнии невозможен линейный ЭО эффект из-за симметрии кристалла. Квадратичный эффект и ЭА также крайне слабы, поэтому для модуляции в кремнии используется эффект дисперсии плазмы, связанный с изменением плотности носителей заряда [179, 180]. В кремниевых модуляторах, благодаря малым поперечным размерам волноводов, возможны возникновения сильных электрических полей при малых напряжениях. Структура модулятора представляет собой p - n переход, который смещают в прямом направлении для работы в режиме инжекции зарядов и в обратном направлении для разделения зарядов. Изменение показателя преломления связано с плотностью свободных носителей заряда (плазмы) и описывается эмпирическим выражением, которое для длины волны 1550 нм имеет вид [177, 180, 181]:

$$\Delta n_{Si} \approx -8.8 \times 10^{-22} \times \Delta n_e - 8.5 \times 10^{-18} \times (\Delta n_k)^{0.8}, \quad (2.22)$$

где Δn_e и Δn_k – изменение концентрации электронов и дырок соответственно. Аналогичное выражение существует и для поглощения, которое растет с увеличением концентрации носителей заряда:

$$\Delta \alpha_{Si} \approx 8.5 \times 10^{-18} \times \Delta n_e + 6.0 \times 10^{-18} \times \Delta n_k. \quad (2.23)$$

Концентрация свободных носителей имеет сложную зависимость от прикладываемого к p - n переходу напряжения, более того, ширина области пространственного заряда и эффективность модуляции нелинейно зависят от положения рабочей точки модулятора.

Точное аналитическое выражение для нелинейной зависимости изменения показателя преломления для кремниевых модуляторов, как и для модуляторов на основе фосфида индия, получить сложно, поэтому обычно используют полиномиальное приближение с эмпирически определенными коэффициентами. Кремниевые модуляторы обладают меньшей

эффективностью по сравнению с модуляторами на фосфиде индия, а также характеризуются относительно высокими оптическими потерями, связанными с поглощением, однако зависимость потерь от прикладываемого напряжения более слабая. Еще раз отметим, что эффект дисперсии плазмы имеет ограничения по скорости модуляции (1 – 10 нс), связанные с временем нахождения носителей в области оптического волновода. Можно сдвинуть эти пределы путём сокращения жизни носителей, создавая дефекты или работая в режиме истощения, однако это увеличивает напряжение переключения [182].

2.5.2 Модуляторы на эффекте дисперсии плазмы

Далее будут рассматриваться модуляторы именно на эффекте плазменной дисперсии.

- *Модулятор Маха-Цендера* представляет собой двухплечевой интерферометр, в одном или обоих плечах которого производится фазовая модуляция (Рис. 2.25).

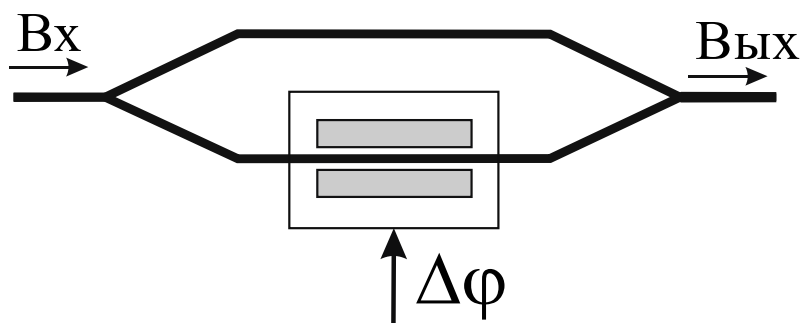


Рис. 2.25. Модулятор Маха-Цендера с фазовой модуляцией в одном плече.

Фазовая модуляция на основе эффекта плазменной дисперсии может быть произведена на основе прямо смещенного $p-i-n$ перехода [183], на основе МОП-конденсатора (металл-оксид-полупроводник) либо на основе обратно смещенного $p-n$ перехода.

Прямо смещенный $p-i-n$ переход – первый и наиболее широко исследованный тип фазового модулятора [183]. Поперечное сечение такого волноводного фазовращателя приведено на Рис. 2.26. В центре прибора, где находится область нелегированного кремния, расположен волновод. Справа и слева от него расположены легированные области с n - и p -типами проводимости соответственно. Варьируя геометрические параметры W , h , H структуры, добиваются одномодовости волноводов. Их характерные размеры равны $W=H=0.5$ мкм, $h=0.25$ мкм [184-186].

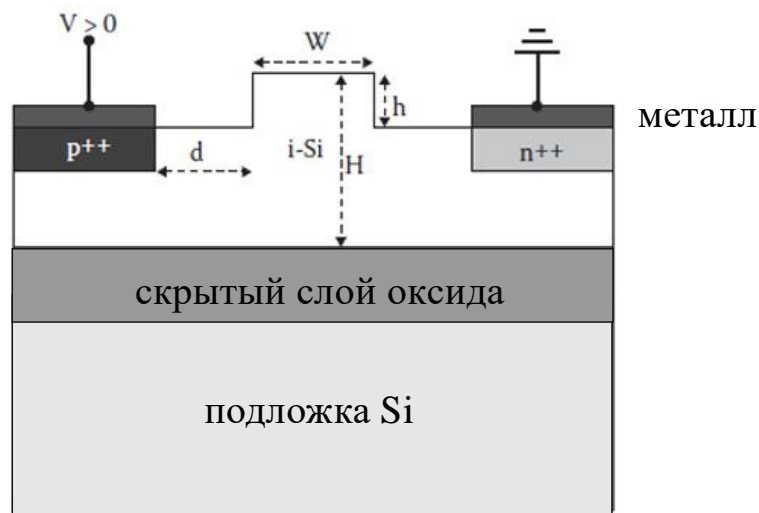


Рис. 2.26. Схема фазовращателя на прямо-смещенном $p-i-n$ переходе [183].

Альтернативная конфигурация основана на МОП-конденсаторе, изображенном на Рис. 2.27.

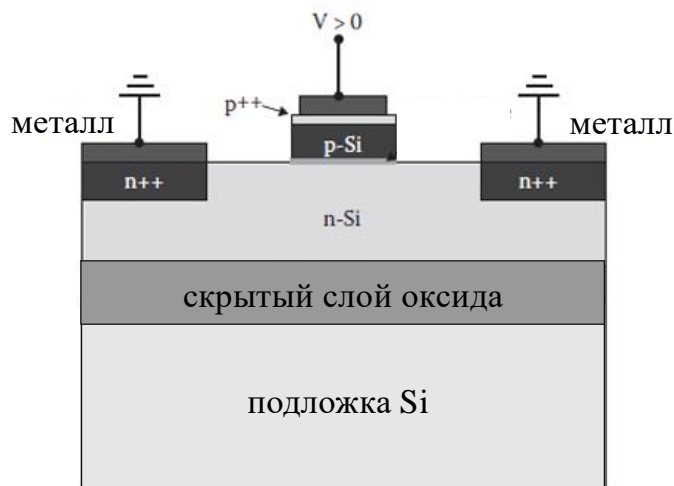


Рис. 2.27. Схема фазовращателя на МОП-конденсаторе [187].

Волновод в МОП-конденсаторном фазовращателе использует кремний с n -типом проводимости как подложку и вытравленный гребень с проводимостью p -типа как сердцевину. При этом области с n - и p -легированием разделены тонким слоем оксида. Так же, как и в прямо смещенном $p-i-n$, переходе в областях с сильным легированием (p^{++} и n^{++} на Рис. 2.27) производится ионная имплантация для последующего формирования омических контактов. Ещё один металлический контакт размещается на поверхности гребня волновода. Непосредственная близость этого электрода к

волноводу может приводить к значительным потерям оптической волны. Минимизация потерь в данном случае решается подбором геометрии электрода [187].

При приложении к МОП-конденсатору прямого смещения носители заряда (электроны в случае n -проводимости и дырки в случае p -проводимости) скапливаются с обеих сторон оксидного затвора. Это приводит к изменению показателя преломления (за счет эффекта плазменной дисперсии) и, как следствие, к фазовому сдвигу проходящей оптической волны. Слой с накопленными зарядами обычно очень невелик (порядка нескольких нм), поэтому изменение показателя преломления сильно зависит от степени перекрытия волноводной моды и заряженного слоя. Поэтому для модулятора на основе МОП-конденсатора важной задачей является оптимизация геометрии, обеспечивающая сильное взаимодействие оптической волны с накопленным пространственным зарядом.

Третий вариант реализации волноводного фазовращателя базируется на обратно смещенном p - n переходе (см. Рис. 2.28.). Такое устройство по конфигурации сходно с МОП-конденсаторным фазовращателем, за исключением отсутствующей оксидной пленки между областями p - и n -проводимостями. В обратно смещенном p - n переходе возникает область, обеднённая свободными носителями. Её размер зависит от концентрации примесей, внесенных при легировании, и от приложенного к переходу напряжения.

В ответ на приложенное напряжение ширина обеднённой области изменяется, что приводит к изменению показателя преломления кремниевого волновода.

В литературе по модуляторам на кремнии эффективность фазовой модуляции принято сравнивать по величине $U_{\pi} \times L_{\pi}$ (L_{π} – длина фазовращателя, U_{π} – его полуволновое напряжение). Чем меньше произведение $U_{\pi} \times L_{\pi}$, тем выше эффективность модуляции. Для прямо смещенного p - i - n перехода на длине волны 1.55 мкм при разных геометрических параметрах структуры можно получать значения

$U_{\pi} \times L_{\pi} = 0.036\text{--}0.084 \text{ В} \times \text{см}$. При напряжении 0.9 В поворот фазы на π будет происходить на длинах 400–933 мкм соответственно [183, 188].

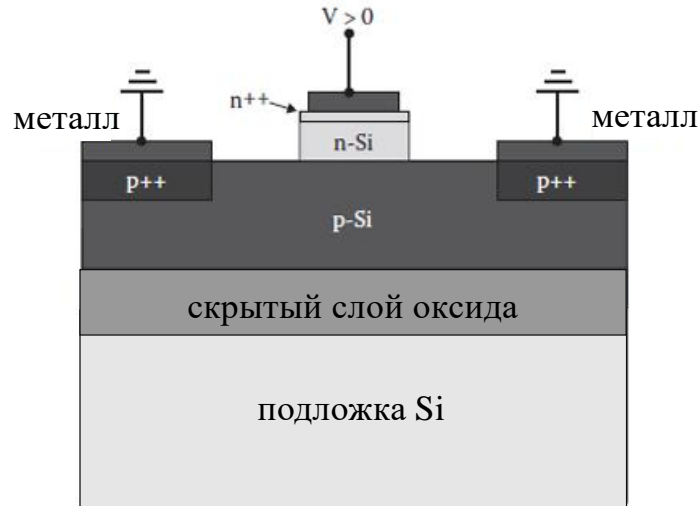


Рис. 2.28. Схема фазовращателя на обратном смещенном p - n переходе [187].

Для МОП-конденсаторного фазовращателя эффективность модуляции во многом зависит от размеров волновода. При размерах волновода 2.3×2.5 мкм и толщине оксидного слоя 12 нм получено значение $U_{\pi} \times L_{\pi} = 7.8$ В \times см [187]. При уменьшении размера волновода перекрытие между оптической модой и слоем с накопленным зарядом возрастает, что позволяет уменьшить значение $U_{\pi} \times L_{\pi}$ ещё на порядок (Рис. 2.29).

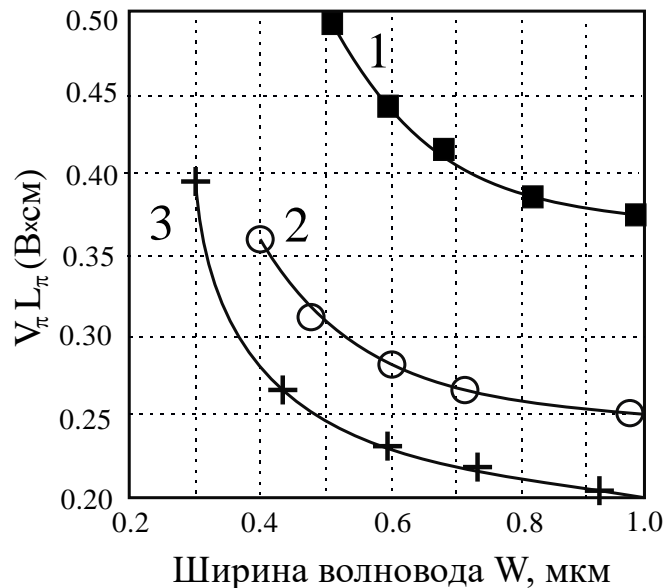


Рис. 2.29. Зависимость $U_{\pi} \times L_{\pi}$ МОП-конденсаторного модулятора от размеров волновода. 1 – толщина волновода $H=0.22$ мкм, 2 – $H=0.32$ мкм, 3 – $H=0.52$ мкм [187].

Для $p-n$ перехода в обратном смещении, как и для МОП-конденсатора, область изменения концентрации накопленного заряда изменяется слабо. Как следствие, эффективность фазовой модуляции в таком устройстве также будет меньше, чем в прямо смещенном $p-i-n$ переходе. При этом ширина обедненного слоя нелинейно меняется в зависимости от приложенного напряжения. Сдвиг фазы в таком модуляторе тоже будет нелинейно зависеть от напряжения.

Сравнение характеристик трех конфигураций фазовращателей показывает, что наибольшую эффективность модуляции обеспечивает прямо смещенный $p-i-n$ переход с $U_{\pi} \times L_{\pi} < 0.04$ В \times см. МОП-конденсаторный фазовращатель при условии оптимизации геометрии волновода может потенциально иметь $U_{\pi} \times L_{\pi} = 0.2$ В \times см, что на порядок больше, чем для $p-i-n$ диода. Для фазовращателя на обратном смещенном $p-n$ переходе рассчитанные значения $U_{\pi} \times L_{\pi}$ могут достигать ~ 2 В \times см [189], что на два порядка больше, чем получено для $p-i-n$ диода.

Другим характерным параметром для сравнения фазовращателей является полоса частот. В случае модуляторов на эффекте плазменной дисперсии быстродействие определяется скоростью, с которой носители инжектируются/удаляются из волноводной области.

В $p-i-n$ переходном модуляторе носители инжектируются за счёт протекания прямого тока через переход, поэтому быстродействие определяется динамикой носителей в нелегированном кремнии. В среднем время жизни носителей заряда в кремнии составляет 1 мкс – 100 нс, что ограничивает частотную полосу в пределах МГц-диапазона.

Для модуляторов на основе МОП-конденсатора и обратного смещенного $p-n$ перехода модуляция концентрации свободных носителей заряда управляется напряжением. В этом случае ограничение скорости накладывает лишь RC-задержка. Для МОП-структуры емкость определяется зарядами, разграниченными оксидным слоем, а сопротивление – сильно легированными областями кремния вблизи омических контактов. Полоса частот МОП-конденсаторного фазовращателя может достигать 40 ГГц (Рис. 2.30).

Для обратного смещенного $p-n$ перехода сопротивление определяется аналогичным образом. Емкость определяется размером обеднённой области, поэтому зависит от напряжения обратного смещения (Рис. 2.31). В целом значения емкости обратного смещенного $p-n$ перехода меньше емкостей МОП-конденсаторов [7].

- *Ввод и вывод излучения из интерферометра Маха-Цендера.* Отдельно следует добавить, что моды оптического волокна имеют диаметр порядка ~ 10 мкм, в то время как моды кремниевых волноводов много меньше. Для стыковки с оптоволоком необходимо использовать преобразователи мод. Минимальные достигнутые потери на согласования с волокном составляют ~ 1 дБ на стык, при этом преобразователь вносит различные потери для поляризации параллельно (ТЕ) и перпендикулярно (ТМ) подложке [190, 191]. Для поляризационно-независимого преобразователя минимальные потери на стыке с волокном составляют ~ 1.5 дБ [192].

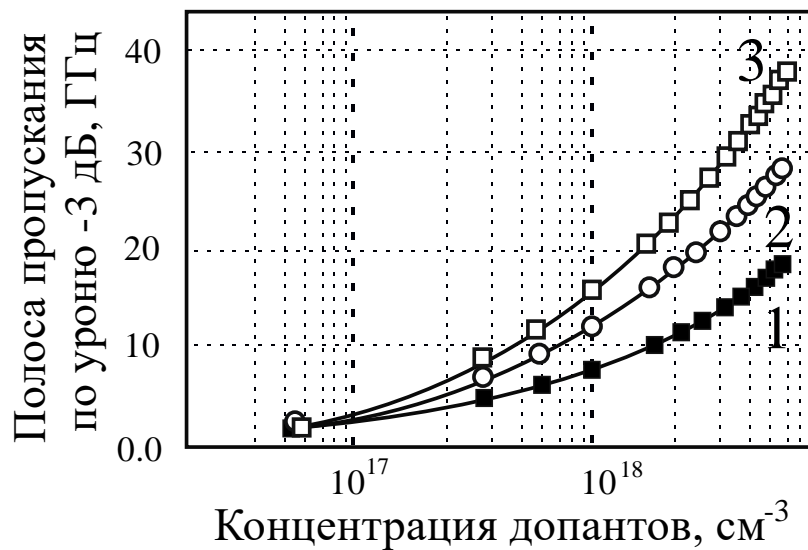


Рис. 2.30. Зависимость полосы пропускания от концентрации допантов и толщины волноводной подложки h . 1 – $h=0.1$ мкм, 2 – $h=0.15$ мкм, 3 – $h=0.2$ мкм [7].

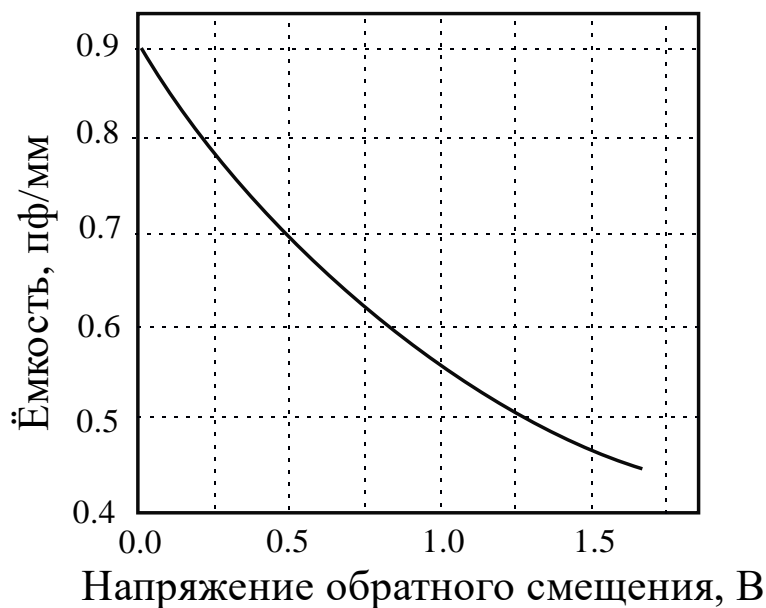


Рис. 2.31. Зависимость емкости обратно смещенного p - n перехода от напряжения. Ширина волновода $W=0.5$ мкм, высота волновода $h=0.5$ мкм, $N_A=2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_D=5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7].

2.6 Органические электрооптические материалы

Органические электрооптические материалы, в частности, полимеры, активно исследуются и изучаются в последнее время. В первую очередь внимание связано с возможностью их конструирования на молекулярном уровне для получения высокого электрооптического эффекта (>400 пм/В) и других характеристик. Полимерные материалы также представляют интерес

ввиду потенциальной возможности интеграции на одном чипе вместе с модуляторами электронных схем. Ещё одно преимущество полимерных модуляторов заключается в простоте высокочастотной модуляции. Показатели преломления полимеров слабо различаются на оптических частотах и на радиочастотах. Это даёт возможность создания модуляторов с длинными электродами и, следовательно, с малыми управляющими напряжениями [193].

С другой стороны, есть ряд проблем, связанных с нестабильностью характеристик полимерных материалов. Применительно к задачам оптической модуляции, имеют большое значение следующие факторы: (1) фотостабильность после длительного оптического облучения, (2) долговременная температурная стабильность расположения молекул и, следовательно, величины электрооптического коэффициента, (3) величина оптических потерь в волноводах из полимерных материалов [194-202].

2.6.1 Виды электрооптических полимеров

Органические электрооптические материалы могут быть дипольными [194, 195, 202] или октупольными [203-206]. В настоящий момент наибольшее внимание привлечено к дипольным хромофорам, организованным в ацентрических решетках [207-209].

- *Полимерные кристаллы.* Дипольные электрооптические хромофоры из-за особенностей строения тяготеют к образованию благодаря дипольно-дипольным взаимодействиям центральносимметричных кристаллов. Для того, чтобы получить кристалл с высоким электрооптическим коэффициентом (то есть не обладающий центральной симметрией), необходимо создать условия, при которых ионные взаимодействия превосходили по силе дипольные. В настоящий момент получен ряд таких кристаллов [208-210]. Несмотря на ряд преимуществ кристаллических полимеров, как, например, повышенные термическая стабильность и фотостабильность, их сложно выращивать.

- *Самоорганизующиеся пленки* обычно изготавливаются пошаговыми технологиями, использующими либо ионные взаимодействия (метод Ленгмюра-Блоджетт [211]), либо ковалентные связи (метод Меррифилда [212]). При этом хромофоры собираются в ацентрическую конфигурацию. Главной проблемой метода самоорганизации являются дефекты, практически неустранимые в случае, если число выращенных слоёв превышает 100. Для слоя толщиной 1-3 мкм, который может быть использован в модуляторе, число слоёв составляет ~1000. Влияние дефектов в таких образцах на характеристики материала, а также увеличение оптических потерь не позволяют практически применять эту технологию.

- *Метод электрической ориентации* позволяет получать пленки, обладающие электрооптическим эффектом, наиболее удобные в производстве интегрально-оптических модуляторов. В данном методе хромофоры помещаются в матрицу, которая и выступает в роли электрооптического материала. Для создания электрооптического эффекта в матрице необходимо сориентировать изначально

хаотически расположенные полимерные молекулы. Их ориентацию можно произвести, прикладывая к матрице большое постоянное электрическое поле при высокой температуре, а затем фиксируя эту ориентацию химическими методами при помощи ковалентной связи. Сами матрицы для создания интегральных устройств изготавливаются в виде тонких пленок [213-224].

- *Волноводы в полимерах.* В полимерных модуляторах волноведущие структуры состоят из электрооптической сердцевины с большим показателем преломления и внешних слоёв с меньшими значениями показателей, обеспечивающих локализацию поля в вертикальной плоскости.

В горизонтальной плоскости ограничение оптических мод достигается с помощью фотообесцвечивания, ориентацией электрооптических молекул в материале и реактивным ионным травлением.

В методе фотообесцвечивания области материала за пределами волновода облучаются ультрафиолетом или интенсивным излучением видимого диапазона, что приводит к снижению показателя преломления сердцевины из-за декомпозиции хромофоров. Возможное уменьшение показателя преломления при этом может достигать 0.01 [225].

При ориентации электрооптических молекул внешним полем также происходит увеличение показателя преломления. Если ориентацию провести не по всему электрооптическому материалу, а лишь в определенной области, то она тоже будет обладать волноводными свойствами. Расположение хромофоров (из-за ориентации доменов) увеличивает показатель преломления для ТМ-поляризации [226]. (ТМ-мода в данном случае считается поляризованной вдоль направления ориентирующего электрического поля.)

Реактивное ионное травление позволяет сформировать гребень волновода, тем самым ограничивая его в горизонтальной плоскости. Высота гребня выбирается так, чтобы обеспечить одномодовый режим распространения волн на выбранной длине волны [227].

Полимеры внешних слоев должны также удовлетворять ряду условий. Потери в слоях должны быть низкими, показатель преломления – ниже, чем в сердцевине (для создания волновода). Кроме того, три полимерных материала (внешний слой-сердцевина-внешний слой) должны быть химически совместимы для сращивания. Электрическая проводимость внешних слоёв должна быть больше проводимости сердцевины, чтобы значительная доля ориентирующего напряжения падала именно на сердцевине. Поскольку проводимость хромофоросодержащего полимера сердцевины обычно достаточно велика, это условие сильно сужает выбор материалов для внешних слоёв [228].

2.6.2 Модуляторы на основе полимеров

Наиболее распространённая конструкция полимерного модулятора предполагает использование погруженных гребенчатых волноводов, полученных методом реактивного травления (см. Рис. 2.32). Погруженные

гребенчатые волноводы могут быть сделаны одномодовыми подбором высоты гребня и толщины сердцевины. Даже при наличии тонкой сердцевины, поддерживающей несколько мод в вертикальном направлении, высота гребня может быть выбрана так, чтобы моды высших порядков становились излучательными и несли за счёт этого потери. Действуя таким образом, можно поддерживать одномодовость волновода.

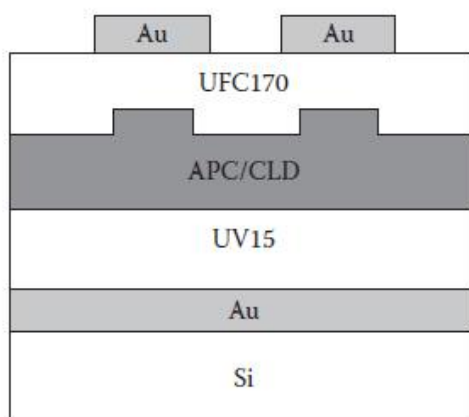


Рис. 2.32. Конструкция полимерного модулятора Маха-Цендера, выполненного с помощью реактивного плазменного травления [229].

Количественные значения геометрических параметров получают, как правило, расчётом по методу эффективного показателя преломления [230]. Для этого решают задачу о планарном волноводе, бесконечном в горизонтальной плоскости: для толщины сердцевины без гребня (вне волновода) и для толщины слоя с гребнем (в области волновода).

Пример расчёта зависимости эффективных показателей преломления от толщины сердцевины и глубины травления приведён на Рис. 2.33. Видно, что при толщине сердцевины в 3 мкм и глубине травления $\Delta T=0.4$ мкм эффективный показатель преломления фундаментальной моды под гребнем n_o (центральный) больше показателя аналогичной моды n_o (боковой) вне гребня. В то же время моды высших порядков под гребнем будут иметь меньший эффективный показатель преломления, чем n_o (боковой), то есть будут вытекать в подложку. Таким образом, волновод при указанных значениях толщины сердцевины и высоты гребня будет одномодовым.

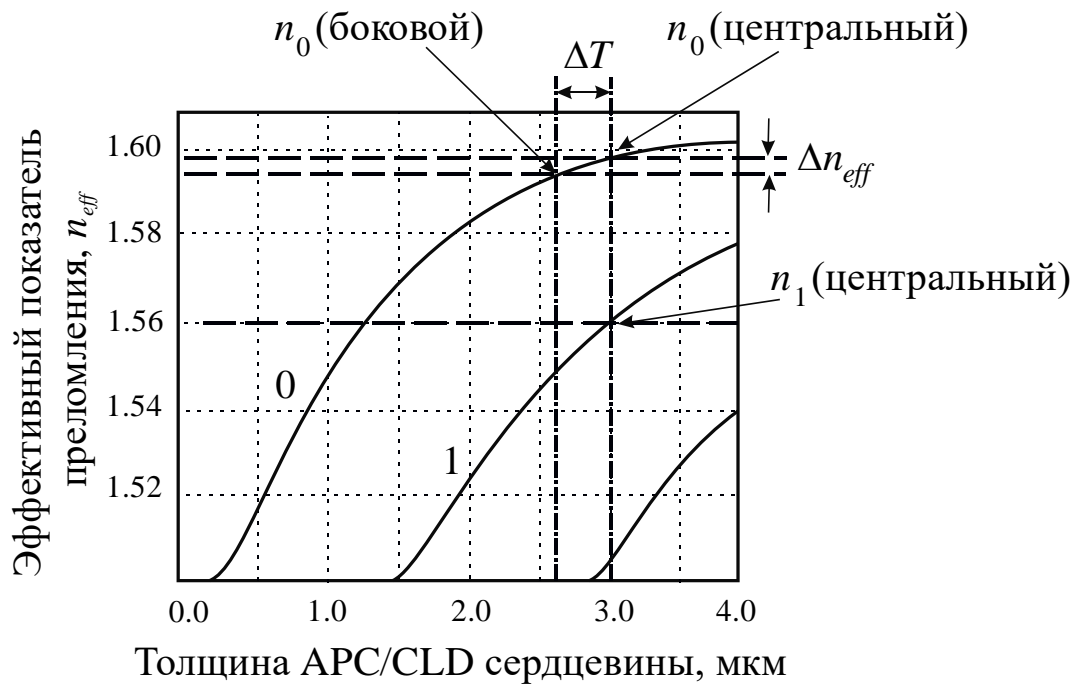


Рис. 2.33. Зависимости эффективных показателей преломления от толщины сердцевин и глубины травления [229].

Минимальная толщина внешних слоев выбирается так, чтобы электроды не вносили больших потерь в оптическую волну. Пример расчета потерь на металлических электродах для ТМ-моды (напряженность поля данной оптической моды перпендикулярна плоскости электродов) приведен на Рис. 2.34. Так, например, для сердцевинной толщиной 3 мкм и толщины внешнего слоя 2 мкм вносимые потери составляют 0.1 дБ/см.

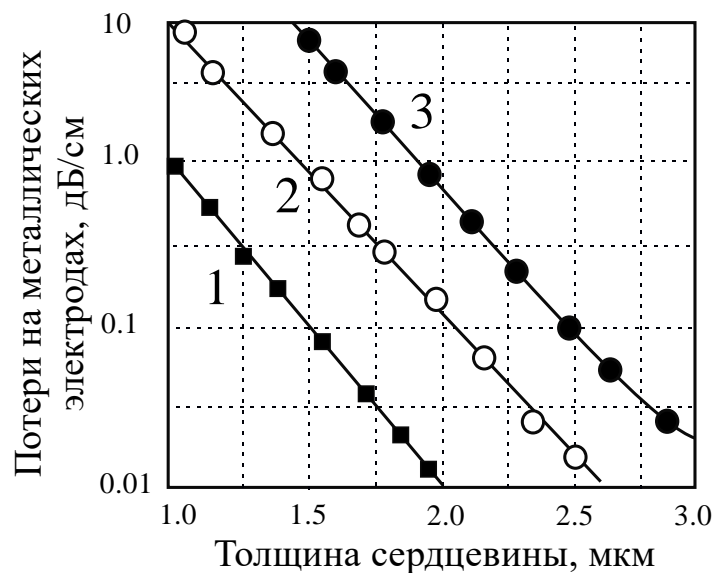


Рис. 2.34. Зависимость потерь на электродах от толщин сердцевин и внешних слоёв. 1 – толщина верхнего слоя 2 мкм, 2 – 3 мкм, 3 – 6 мкм [230].

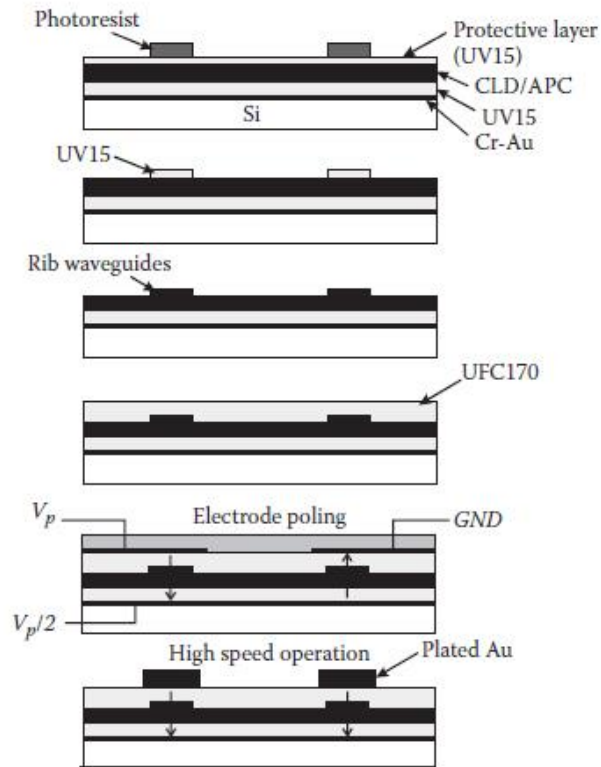


Рис. 2.35. Процесс изготовления полимерного модулятора [230]

Типичный процесс изготовления полимерного модулятора приведен на Рис. 2.35. Как правило, ориентация молекул в плечах модулятора Маха-Цендера производится в различных направлениях, что даёт возможность уменьшить полуволновое напряжение U_{π} в 2 раза. Наименьшее напряжение U_{π} , полученное на полимерных модуляторах составило 0.65 В при длине электродов 2.4 см [629].

- *Стабильность полимерных материалов.* В ряде полимерных модуляторов присутствует нестабильность рабочей точки, что вызывает искажения при модуляции [231]. Это явление объясняется свойствами материала – перемещением его в объеме зарядов, компенсирующих приложенное к сердцевине напряжение. В ряде модуляторов проблема нестабильности рабочей точки решается системой подстройки с обратной связью [232].

Проблемы долговременной термической и фотостабильности полимерных приборов на данный момент окончательно не решены, но выработано понимание определяющих её механизмов.

Долговременная термическая стабильность полимерных электрооптических модуляторов связана с термической стабильностью ориентации электрооптических молекул в матрицах. Для получения электрооптического эффекта необходимо единообразно расположить хромофоры в полимере. Как правило, их ориентация производится электрическим полем при высокой температуре. Если уже изготовленный модулятор долго работает при повышенной температуре, ориентация молекул

может меняться, и, как следствие, уменьшаться электрооптический эффект. Основные способы повышения термической стабильности – использование полимерной матрицы с более высокой температурой затвердевания либо сшивание электрооптических молекул с матрицей уже после процесса ориентации [233-235].

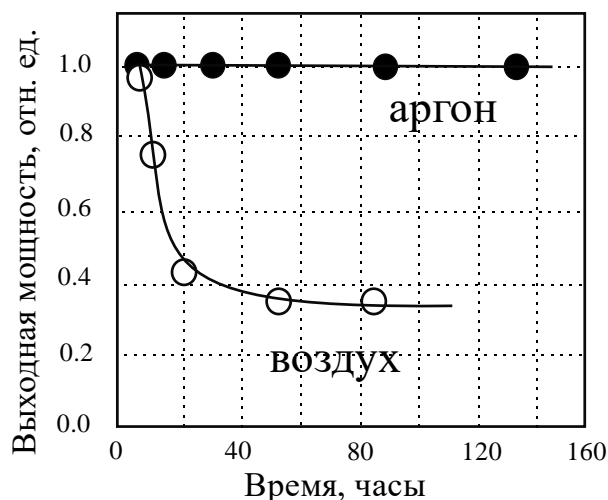


Рис. 2.36. Зависимость пропускания электрооптического материала от времени облучения на длине 1550 нм и мощности 10 мВт в атмосфере аргона и в воздушной атмосфере [230].

Фотостабильность по отношению к оптическому излучению большой мощности также достаточно невелика. Максимальное поглощение хромофоры имеют на длине волны 750 нм, но при интенсивном облучении они могут получить повреждения и на длинах волн диапазона 1300-1500 нм. В результате облучения уменьшаются показатель преломления и электрооптический коэффициент материала [236-238]. Выяснено, что причиной ухудшения свойств материалов является наличие в полимере кислорода. Уменьшение концентрации кислорода приводит к увеличению фотостабильности. Это может быть сделано, например, за счет использования более плотной полимерной матрицы или за счёт включения в матрицу частиц, деактивирующих синглетный кислород [239] (см. Рис. 2.36).

Для полимеров и неорганических кристаллов существует сильная корреляция между термической устойчивостью и эффективностью модуляции, пропорциональной произведению n^3r (Рис. 2.37). Как видно из приведённых данных, наивысшим произведением n^3r обладает BaTiO_3 . Однако этот материал обладает низкой температурой фазового перехода, он очень чувствителен к внешним воздействиям, в том числе – к механическим. При неаккуратном обращении (резкие перепады температуры, минимальные механические нагрузки, лёгкие удары) этот кристалл очень легко теряет свои «монокристаллические» свойства (монодомен) и переходит в состояние «поликристалла» (полидомен). Обратный переход возможен, однако он требует длительного времени и определённого навыка.

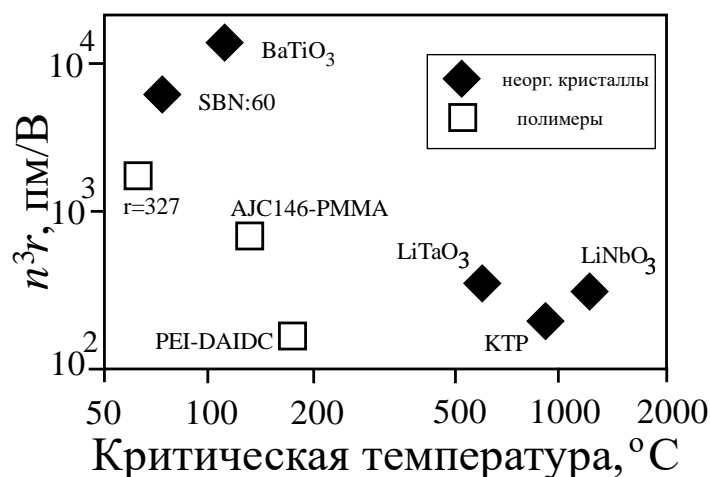


Рис. 2.37. Связь электрооптического коэффициента с критической температурой [7].

Противоположностью выглядит LiNbO₃ с относительно небольшой величиной произведения n^3r . Зато этот материал стабилен к механическим воздействиям, его относительно просто резать, он хорошо переносит шлифовку и полировку. Он прост в обращении при корпусировке в модулятор. Именно это сделало ниобат лития наиболее широко используемым материалом для практических применений.

2.7 Список контрольных вопросов к Главе 2

1. Перечислите основные материалы и физические эффекты, используемые для создания оптических модуляторов.
2. Связь каких материальных параметров задаёт соотношение Крамерса-Кронига?
3. На примере ниобата лития изобразите схематично оптическую индикатрису и дайте определение обыкновенной и необыкновенной волн.
4. Для ниобата лития вычислите изменение показателя преломления Δn_e для электрического поля, приложенного в Z-направлении, для $E_z = 3.0, 5.0, 10.0, 100$ кВ/см.
5. Опишите принцип работы модуляторов на основе: ниобата лития, фосфида индия, арсенида галлия, кремния, органических полимеров.
6. Назовите характерные значения электрооптических коэффициентов для лития, фосфида индия, арсенида галлия, кремния, органических полимеров.

ГЛАВА 3. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ МОДУЛЯТОРОВ И ПРИНЦИПЫ ИХ РАБОТЫ

В предыдущей главе мы рассмотрели различные физические механизмы модуляции оптических сигналов, позволяющие с высокой скоростью управлять амплитудой и фазой оптического излучения. Управление фазой является энергетически более выгодным, так как не происходит потери оптической мощности, однако более сложным с точки зрения приема, поскольку должны использоваться когерентные методы. Помимо этого, возможны варианты модуляции других параметров оптического излучения, которые могут дать некоторые преимущества и открывают дополнительные функциональные возможности. Помимо амплитуды и фазы – это поляризация и длина волны. Для преобразования широкополосной фазовой модуляции в модуляцию других параметров разработаны различные оптические схемы, некоторые из них рассматриваются в данной главе (Рис. 3.1).

3.1 Прямой оптический волновод

Первые оптические волноводы на подложках ниобата лития, изготовленные методом обратной диффузии лития, и интегрально оптические модуляторы на их основе появились в начале 1970-х. Использование волноводов позволяет снизить полуволновое напряжение с сотен до десятков вольт [230]. Дополнительное ионное травление позволило создать волноводы гребенчатого типа (Рис. 3.2.) и снизить полуволновое напряжения до уровня 4 В [231]. На этом рисунке показана простейшая оптическая схема модулятора, которая представляет собой одиночный прямой оптический волновод и систему электродов для приложения электрического поля к волноводу.

С конца 1970-х до конца 1980-х разработки модуляторов на подложках LiNbO_3 были сфокусированы на проблеме высокоскоростной модуляции в оптических телекоммуникациях [232-239] и создании оптических переключателей [240-245]. Здесь основное внимание уделялось минимизации оптических потерь и оптимизации технологии изготовления оптических волноводов (прежде всего на основе термической диффузии титана) [246-248], а также согласовании с волоконно-оптическим трактом и снижения потерь на ввод и вывод излучения [249-252]. С конца 1980-х модуляторы на основе ниобата лития становятся ключевыми элементами волоконно-оптических систем связи [253, 254] с высокой частотой модуляции.

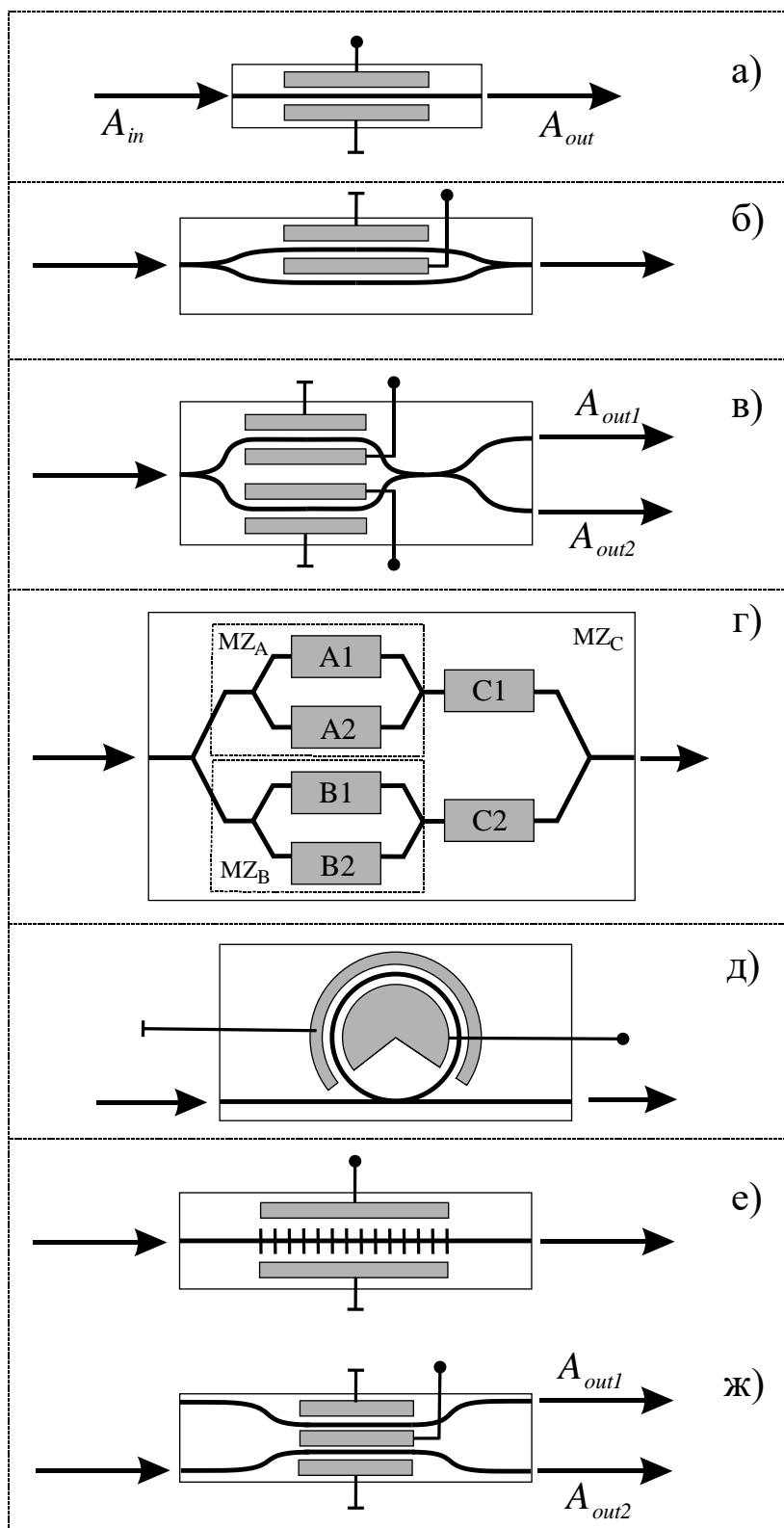


Рис. 3.1. Основные оптические схемы интегрально-оптических модуляторов. а): одиночный прямой оптический волновод, б): интерферометр Маха-Цендера, в): интерферометр Маха-Цендера с двумя выходами, г): составной модулятор на основе нескольких интерферометров Маха-Цендера, д): резонансный (кольцевой) модулятор, е): модулятор на основе брэгговской решетки, ж): управляемый направленный ответвитель.

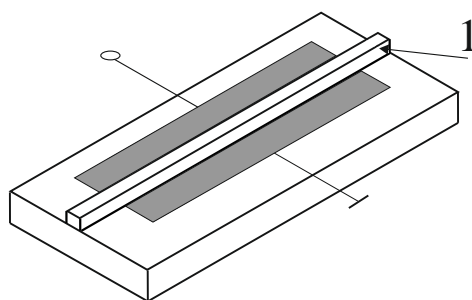


Рис. 3.2. Модулятор на основе гребенчатого волновода [455]. 1 – волновод в виде гребня, расположенного на поверхности подложки (англ.: *ridge*).

Были разработаны различные конфигурации модуляторов с согласованными СВЧ электродами бегущей волны [255-261]. Значительный прогресс был достигнут в повышении стабильности и надежности модуляторов на основе ниобата лития, технологии корпусирования и стыковки, подавления и компенсации температурного и электрического (DC) дрейфа [261-270]. После 2000 года с появлением в оптических телекоммуникациях новых форматов модуляции модуляторы для их реализации также были разработаны на основе ниобата лития [271, 272].

Дальнейшее развитие модуляторов на основе ниобата лития связано с появлением новых технологий, созданием волноводов с высокой разностью показателей преломления (SmartCut) [273], что позволяет создавать оптические схемы с размерами, характерными для полупроводниковой электроники, и открывает возможности гибридных оптоэлектронных схем на кремниевых подложках [274].

Оптические схемы модуляторов с одиночным прямым оптическим волноводом, изготовленным методом термической диффузии ионов титана, и системы электродов для приложения электрического поля к волноводу, учитывающие особенности используемого среза подложки ниобата лития показаны на Рис. 3.3.

Данная схема широко используется в фазовых электрооптических модуляторах на основе ниобата лития. Система электродов в простейшем случае представляет собой два параллельных оптическому волноводу планарных проводника в виде металлической пленки. Отметим, что электрооптические модуляторы изготавливаются из нецентросимметричных материалов и обладают анизотропией электрических и оптических свойств. Поэтому электрооптические модуляторы являются поляризационно-зависимыми устройствами. Так, в случае фазовых модуляторов на основе ниобата лития для использования наибольшего электрооптического коэффициента r_{33} поляризация света должна быть линейной и совпадать по направлению с электрическим полем и оптической осью кристалла. Это задает

требования к относительной ориентации кристаллографических осей подложки и направления распространения света по оптическому волноводу.

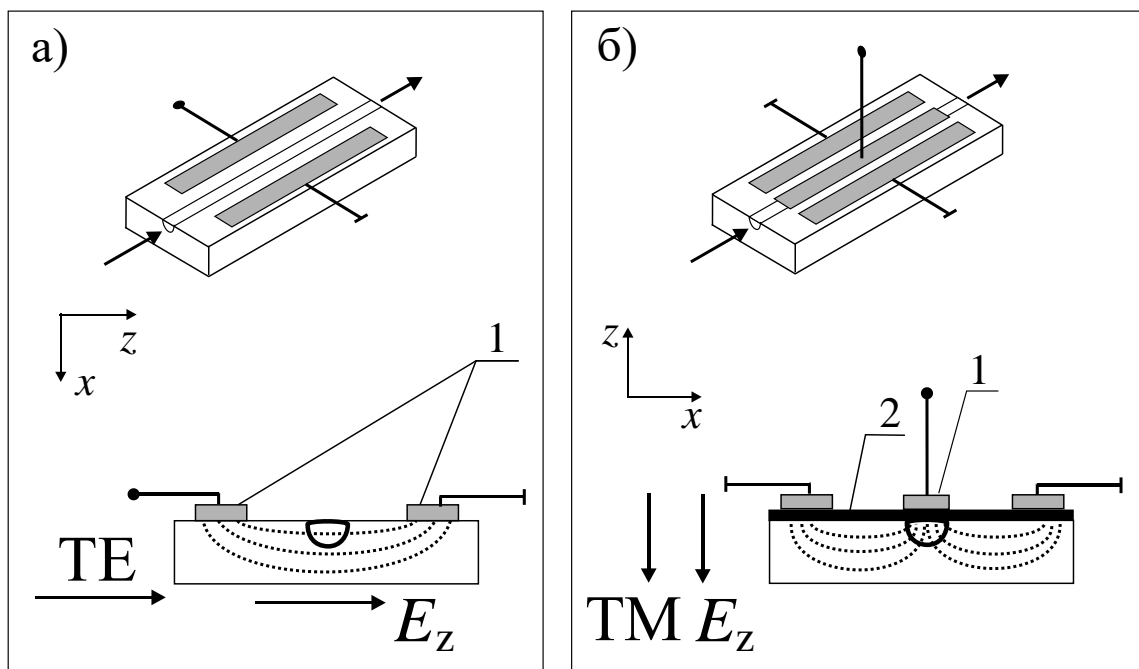


Рис. 3.3. Две основные конфигурации фазовых модуляторов для эффективной электрооптической модуляции. а): X-срез подложки, волновод находится между электродами, компонента поля и поляризация света параллельны плоскости подложки; б): Z-срез подложки, оптический волновод находится под электродом, компонента поля и поляризация света нормальны к плоскости подложки; между металлическим электродом и оптическим волноводом обязательно нужен диэлектрический подслои, который снижает поглощение света в металлическом электроде. 1 – электроды, 2 – диэлектрический подслои

Низкочастотные интегрально-оптические фазовые модуляторы (до 300 МГц) на основе ниобата лития изготавливаются на подложках X-среза и используют TE поляризацию оптического излучения (Рис. 3.3, а)). Высокочастотные фазовые модуляторы (> 1 ГГц) изготавливаются на подложке Z-среза и используют TM поляризацию оптического излучения и компоненту электрического поля, параллельную плоскости подложки. Оптический волновод при этом находится в межэлектродном зазоре.

Высокочастотные модуляторы (> 1 ГГц) изготавливаются на подложке Z-среза и используют TM поляризацию и компоненту электрического поля, перпендикулярную плоскости подложки (Рис. 3.3, б)). Оптический волновод при этом находится под одним из электродов, а для предотвращения поглощения TM поляризации металлическим электродом используется буферный слой с показателем преломления меньшим, чем показатель преломления подложки.

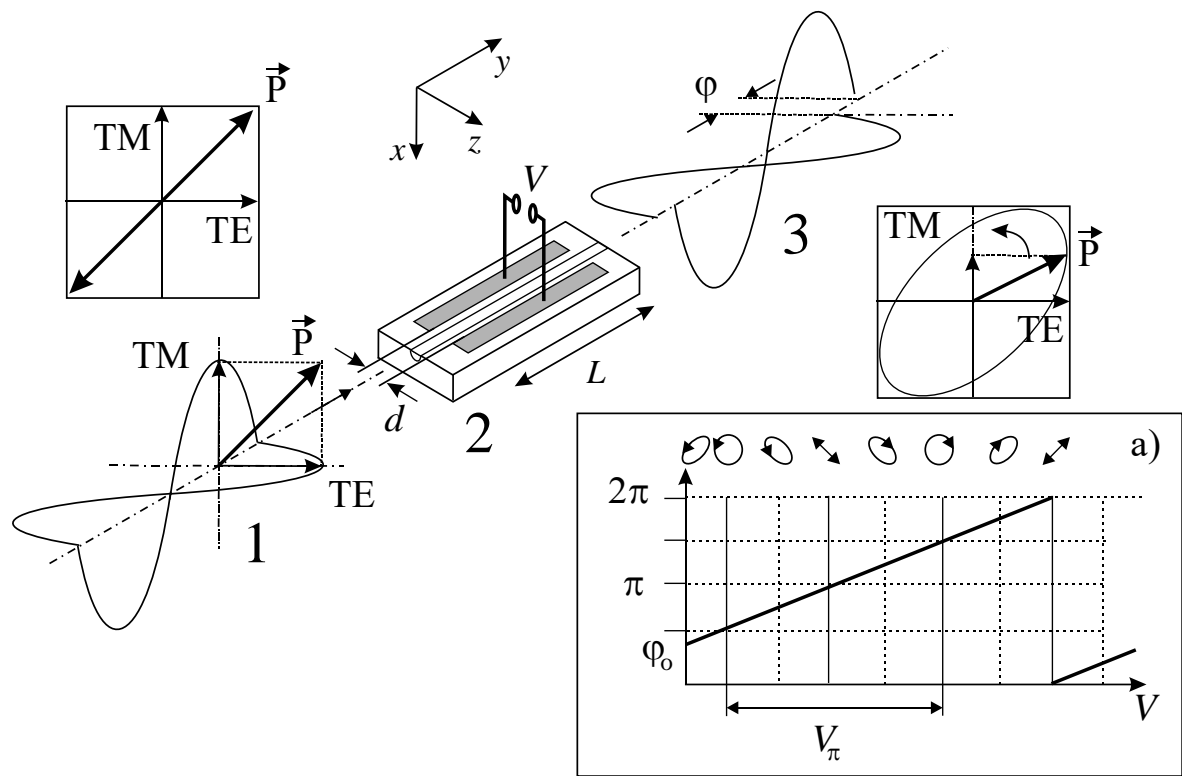


Рис. 3.4. Модуляция поляризации на электрически управляемой интегрально-оптической фазовой пластинке. 1 – входная плоскость, 2 – электрически управляемая интегрально-оптическая фазовая пластинка, 3 – выходная плоскость, L – длина электродов, d – межэлектродный зазор. На вставке а): зависимость амплитуды фазовой модуляции от приложенного напряжения. $\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} L(n_o - n_e) - 2\pi N$, $N=1, 2, 3 \dots$ начальная разность фаз.

В случае, если на вход анизотропного фазового модулятора подается несобственная поляризационная мода, то модулятор работает как электрически управляемая фазовая пластинка (Рис. 3.4), т.е. превращается в модулятор поляризации. Наиболее часто используется линейная поляризация, ориентированная под углом 45° к оптической оси кристалла ниобата лития. Внешний электрический сигнал вызывает модуляцию разности фаз между двумя собственными поляризационными модами, что приводит к модуляции состояния поляризации на выходе:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \left[(n_o - n_e) - \frac{1}{2} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_z \right]. \quad (3.1)$$

Напомним, что для ниобата лития мы используем значения $r_{33} = 30.8$ пм/В, $r_{13} = 8.6$ пм/В [35].

При использовании эффекта электроабсорбции в АЗВ5 полупроводниках данная схема работает как амплитудный модулятор. Передаточная функция для этого случая показана на Рис. 3.5.

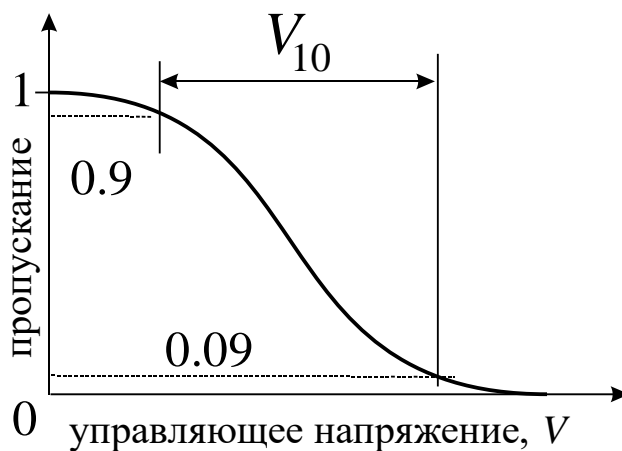


Рис. 3.5. Передаточная функция электроабсорбционного модулятора.
 V_{10} – напряжение, необходимое для изменения пропускания в 10 раз.

Эти миниатюрные устройства с размерами порядка сотен микрон обычно интегрируются вместе с лазерным диодом. Они позволяют достигнуть изменения поглощения более чем на 10 дБ при прикладываемом напряжении менее чем 2 В с электрической полосой более 40 ГГц [275], что очень важно для большинства практических применений. К негативным особенностям электроабсорбционных модуляторов (ЭАМ) следует отнести возникновение явления чирпа из-за изменения показателя преломления, существенный нагрев из-за работы на краю поглощения, что сильно ограничивает оптическую мощность [276], а также генерация модулированного тока, что вносит дополнительные шумы и является особо критичным фактором для аналоговых применений [277].

3.2 Интерферометр Маха - Цендера

На Рис. 3.1, б) показана схема одного из наиболее распространённого на сегодняшний день модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера [278] (интерферометра Рождественского [279]), который в современной литературе называется модулятор Маха-Цендера (MZM) [280]. MZM были реализованы на всех ключевых технологических платформах: ниобат лития, АЗВ5 полупроводники, кремний. Модуляция происходит за счет создания фазового сдвига между оптическим излучением в плечах интерферометра. На выходе, в зависимости от соотношения фаз, можно получить либо случай конструктивной

(максимальная величина прошедшего света), либо деструктивной (величина прошедшего света близка к нулю) интерференции [280].

На Рис. 3.1, в) показана модифицированная схема MZM – это так называемая схема с двойным ВЧ-входом и двойным оптическим выходом. Система электродов обеспечивает независимую электрооптическую модуляцию в разных плечах интерферометра Маха-Цендера. Выход интерферометра выполнен в виде направленного ответвителя с коэффициентом деления -3дБ. Такая схема используется для подавления шумов лазера при балансном детектировании.

Если для создания разности фаз между плечами интерферометра используется линейный ЭО эффект, как например, в модуляторах на подложках ниобата лития, а мощность в плечах идеально поделена в соотношении 1:1, то функция передачи мощности такого устройства имеет вид косинусоидальной зависимости (Рис. 3.6):

$$T = |E|^2 = \frac{1}{2}(1 + \cos \varphi). \quad (3.2)$$

Здесь T – коэффициент оптического пропускания, E – амплитуда оптического излучения, φ – разность фаз между плечами интерферометра. Формула (3.2) применима для всех модуляторов на основе интерферометра Маха-Цендера, вне зависимости от используемого эффекта для создания фазовой модуляции.

Для полупроводниковых модуляторов, имеющих нелинейный отклик и дополнительную модуляцию поглощения, передаточная функция T имеет более сложный вид [29].

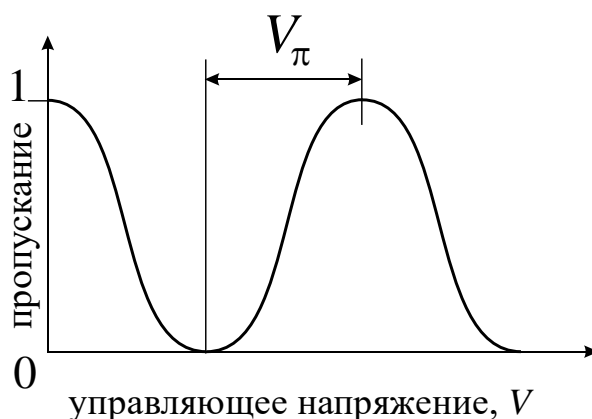


Рис. 3.6. Передаточная функция MZM.

Сигнал на выходе MZM может быть записан как

$$\begin{aligned}
E(t) &= \frac{1}{2} E_0 \exp\{i\Delta\beta[V_1(t)]L\} + \exp\{i\Delta\beta[V_2(t)]\} = \\
&= E_0 \cos \frac{\Delta\beta[V_2(t)] - \Delta\beta[V_1(t)]}{2} L \exp\{i[\Delta\beta(V_2(t)) + \Delta\beta(V_1(t))]L\}.
\end{aligned}
\tag{3.3}$$

Здесь $\Delta\beta(V)$ – изменение постоянной распространения, V_1 и V_2 – напряжение в плечах 1 и 2, L – длины взаимодействия плеч модулятора. В случае линейной зависимости фазы от напряжения, что характерно для электрооптических модуляторов, выражение (3.3) принимает вид:

$$E(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} [1 + \cos \varphi(t)]^{\frac{1}{2}} \exp\{i\varphi(t)\}.
\tag{3.4}$$

Здесь $\varphi(t) = \frac{\pi}{V_\pi} (V_2(t) - V_1(t))$ – разность фаз между плечами

интерферометра, зависящая от полуволнового напряжения V_π . Напряжение, переключающее модулятор из состояния $T=1$ в состояние $T=0$, называется полуволновым. Оно соответствует напряжению, которое вызывает сдвиг фазы π между двумя плечами интерферометра.

Изменяя напряжение, прикладываемое к каждому плечу MZM, можно получить график нормализованной выходной мощности (Рис. 3.7).

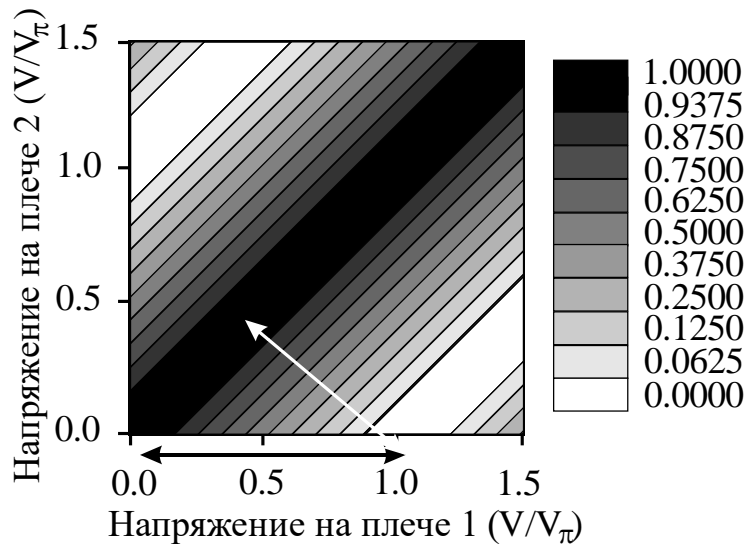


Рис. 3.7. Контурный график зависимости нормированной оптической мощности для симметричного MZM с двойным управлением от напряжения на плечах [7].

На Рис. 3.7 стрелками (чёрной и белой) отмечены условия работы MZM, наиболее часто используемые на практике с линейной частотной модуляцией (чирпом) и без него. Если MZM создан в материале с малыми потерями в

оптическом волноводе (например, LiNbO_3), уменьшение полуволнового напряжения может быть реализовано за счет увеличения длины взаимодействия.

3.3 Составные модуляторы

Составные (англ.: *nested*, вложенные) модуляторы (Рис. 3.1, г)) образуются последовательным, параллельным или более сложным соединением (вложением) нескольких модуляторов Маха-Цендера. Такие модуляторы обеспечивают независимую модуляцию действительной (Re) и мнимой (Im) частей оптической несущей. В современной литературе они зачастую имеют разные названия: квадратурный модулятор (англ.: *quadrature*); I/Q – модулятор (*In-phase/Quadrature*); картезианский, или векторный модулятор (англ.: *Cartesian*). Принцип работы такого модулятора, состоящего из двух, параллельно включённых интерферометров Маха-Цендера, поясняется на Рис. 3.8.

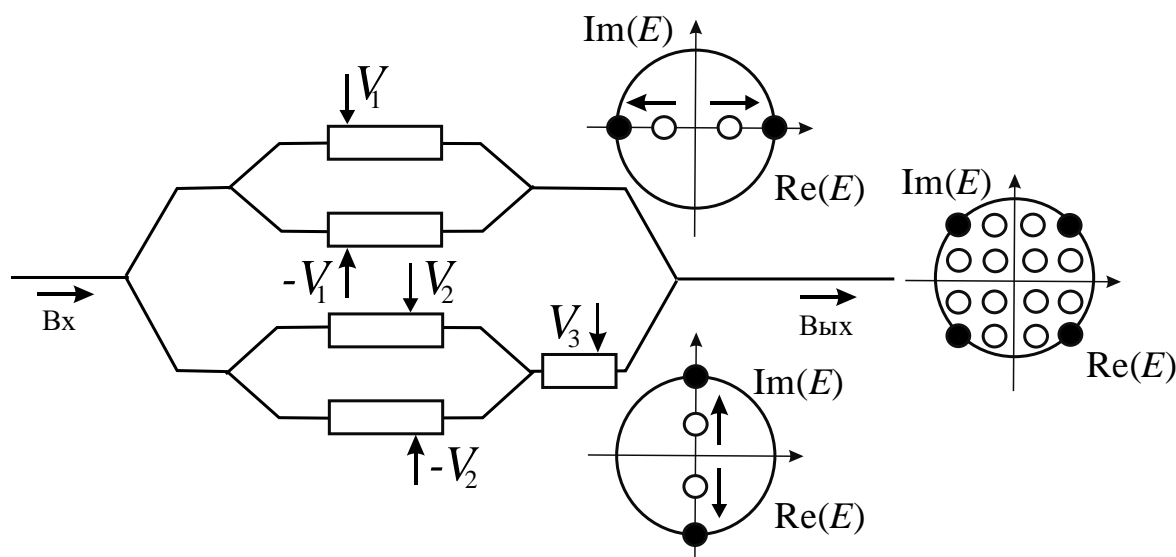


Рис. 3.8. Схема составного модулятора на основе двух суб-интерферометров Маха-Цендера. Формирование 16-QAM сигнала.

Падающая на устройство оптическая волна делится между двумя суб-интерферометрами. Для создания, например, 16-позиционного QAM-сигнала, на каждый из суб-интерферометров подаётся четырёхуровневый электрический сигнал V_1 и V_2 . Напряжение V_3 используется для обеспечения постоянного фазового сдвига 90° между суб-интерферометрами (т.е. для стабилизации квадратурной рабочей точки). На выходе каждого из суб-интерферометров имеем 4 статистически независимых состояния. После объединения на выходе составного модулятора имеем 16 независимых состояний выходного сигнала.

На Рис. 3.9 показана диаграмма, называемая сигнальным созвездием (англ.: *constellation diagram*, схема созвездия), показывающая все возможные состояния комплексной амплитуды СВЧ сигнала, получаемых в схеме составного интерферометра (Рис. 3.8).

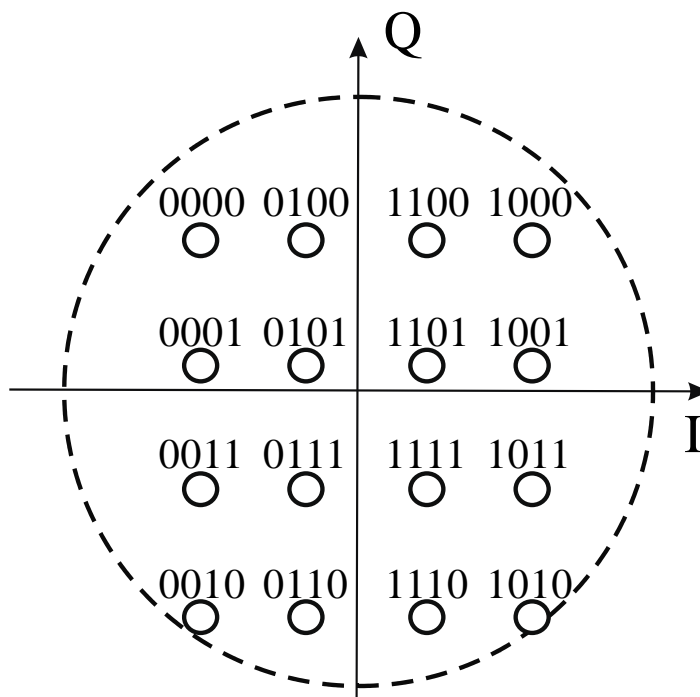


Рис. 3.9. Сигнальное созвездие для 16-QAM сигнала.

Более сложная схема составного модулятора приведена на Рис. 3.10. Чаще всего встречаются комбинации MZM сами с собой или с другими модуляторами. С одной стороны, преимуществом таких модуляторов являются их более широкие функциональные возможности. С другой стороны – их существенным недостатком является гораздо более высокие требования к системе управления, а также сложный процесс изготовления.

Примером могут служить два (четыре) параллельных MZM с нулевым чирпом в плечах интерферометра Маха-Цендера [281]. Такая схема используется для модуляции несущей с одной боковой полосой [282]. Такое же расположение может быть применено для создания квадратурной фазовой модуляции и дифференциальной квадратурной фазовой модуляции [283] (Рис. 8). Один модулятор генерирует синфазную составляющую сигнала, а другой, со смещением фазы на $\pi/2$, создает квадратурную компоненту. Более высокие уровни модуляции можно создать в каскаде из MZM и фазового модулятора [283].

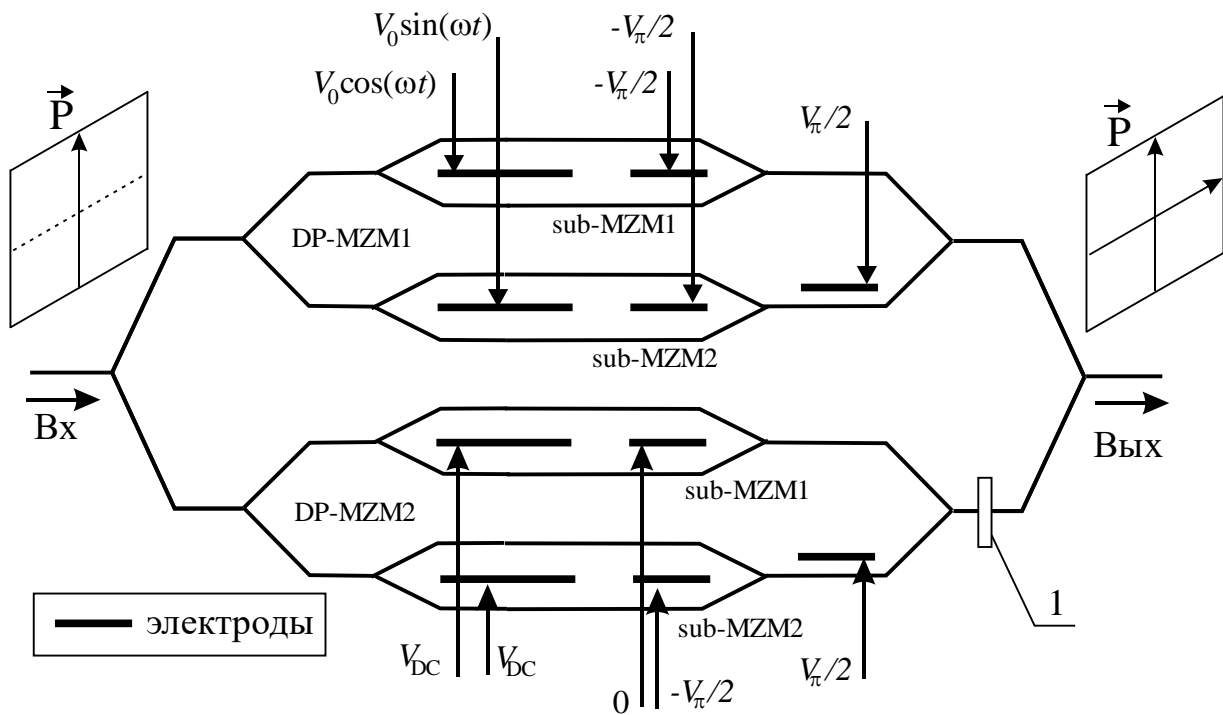


Рис. 3.10. Схема составного модулятора и подаваемые на него электрические сигналы для создания дифференциальной квадратурной фазовой модуляции (англ: *differential quadrature phase shift keying, DQPSK*).

Основной причиной создания составных модуляторов была линейризация в аналоговых системах связи [285] и появление новых форматов модуляции в цифровых линиях. Здесь мы упомянули лишь малую часть всех моделей таких устройств. Данная область продолжает активно развиваться, и все новые конструкции составных модуляторов предлагаются для использования в различных практических применениях.

3.4 Модуляторы на основе оптических фильтров

Некоторые оптические схемы модуляторов получены из оптических фильтров. Основная идея – в том, чтобы малое изменение напряжения сдвигало оптическую спектральную полосу пропускания фильтра. Если частота света находится на границе полосы пропускания фильтра, то малое изменение напряжения вызовет изменения в коэффициенте передачи. Полоса частот модуляции таких устройств обычно ограничена полосой пропускания оптического фильтра. Отметим, что оптические фильтры могут использоваться не только для амплитудной, но и для фазовой модуляции, благодаря сильной дисперсии вблизи резонансной длины волны.

Спектральная селективность модуляторов на основе оптических фильтров делает их особенно удобными для реализации независимой модуляции спектральных каналов в системах, использующих

мультиплексирование по длине волны (WDM). При использовании широкополосных источников оптического излучения модуляторы на основе оптических фильтров дают дополнительную возможность модуляции оптического спектра, создавая как простое частотное кодирование, так и более сложное управление формой. Модуляция спектра может быть эффективно использована в качестве дополнительного служебного канала передачи сигналов управления удаленным устройствам разветвленных оптических сетей.

Наиболее перспективным видом модуляторов на основе оптических фильтров являются модуляторы в виде кольцевых оптических резонаторов (Рис. 2, д) на основе кремниевых волноводов [287-292]. Благодаря высокой добротности $\sim 10^4 \div 10^5$, обеспечивающей узкую спектральную полосу оптического фильтра, и компактному размеру, типичный диаметр кольцевого резонатора составляет $10 \div 20$ мкм, данный тип модуляторов характеризуется низким управляющим напряжением (менее 0.5 В) и высокой скоростью модуляции (типичное время переключения составляет несколько десятков пикосекунд).

Простейшая оптическая схема модулятора на основе кольцевого резонатора представляет собой волноводное кольцо, связанное с прямым оптическим волноводом через направленный ответвитель (Рис. 3. 11, а)). Коэффициент пропускания интенсивности данной структуры записывается как

$$T_N = \frac{I_{pass}}{I_{input}} = \frac{a^2 - 2ra \cos \phi + r^2}{1 - 2ar \cos \phi + (ra)^2}. \quad (3.5)$$

Здесь r – коэффициент прямой передачи амплитуды оптического излучения направленным ответвителем, который вместе с коэффициентом перекрестной передачи k определяют соотношение деления оптической мощности $r^2 + k^2 = 1$, $N = 1, 2, 3$ – обозначает режимы критической, сильной и слабой связи соответственно. Параметр $a^2 = \exp\{-\alpha_{opt} L\}$ описывает оптические потери в кольце резонатора, определяемые коэффициентом затухания α_{opt} [м⁻¹] кольца длиной L , $\phi = 2\pi L n_{eff} / \lambda$ – фазовый набег в кольце резонатора, образованного оптическим волноводом с эффективным показателем преломления n_{eff} . Резонансные длины волн возбуждения соответствуют условию $\lambda_m = n_{eff} L / m$.

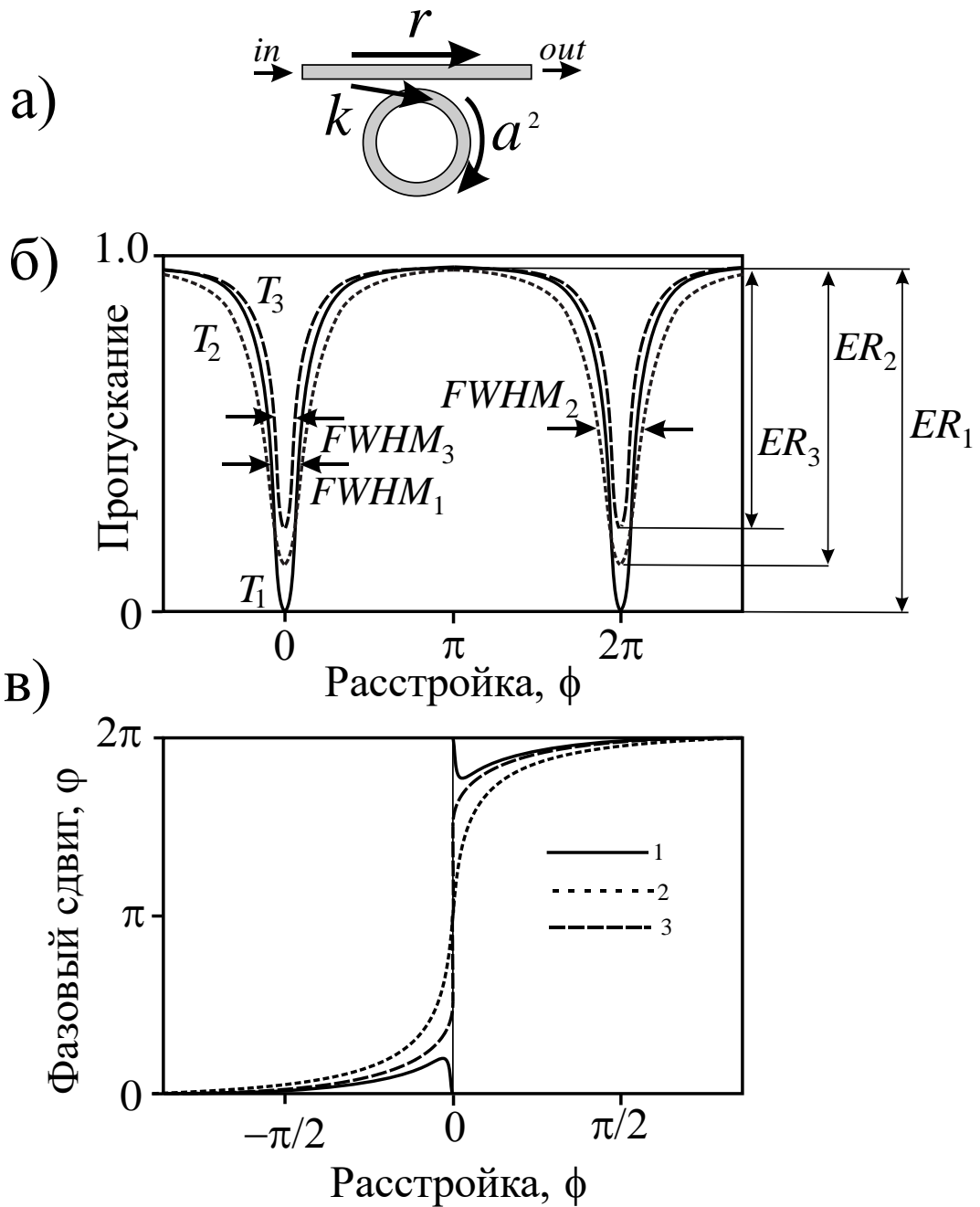


Рис. 3. 11. а): Оптическая схема простейшего кольцевого резонатора в конфигурации полного пропускания (англ.: *all-pass*). r – коэффициент прямой передачи амплитуды оптического излучения направленным ответвителем, k – коэффициент перекрестной передачи, a^2 – параметр, описывающий оптические потери.

б): Зависимость оптического пропускания T кольцевого резонатора от фазовой расстройки ϕ для разных режимов связи. T_1 – режим критической связи ($r = a$), T_2 – режим сильной связи (выше критической), ($r < a$), и T_3 – режим слабой связи (ниже критической), $r > a$; $FWHM$ – полная ширина полосы, определённая по половине максимума пропускания в резонансе, ER_N – экстинкция (англ.: *Extinction Ratio*).

в) Зависимость фазового сдвига ϕ от расстройки ϕ в режиме критической связи (1), сильной связи (2) и слабой связи (3).

Наиболее простым методом модуляции является изменение эффективного показателя преломления n_{eff} , приводящее к отстройке от резонансных условий.

Для идеального резонатора с отсутствием потерь $a = 1$, коэффициент пропускания равен единице при любом набеге фазы внутри кольца (при любой отстройке). Таким образом, идеальный резонатор без потерь не может быть использован для амплитудной модуляции. Однако в области резонансов наблюдается фазовый сдвиг:

$$\varphi = \pi + \phi + \arctan \frac{r \sin \phi}{a - \cos \phi} + \arctan \frac{ra \sin \phi}{1 - ra \cos \phi}, \quad (3.6)$$

который потенциально может быть использован для модуляции фазы.

На Рис. 3.11, б), в) приведены графики зависимостей T_N и φ , вычисленные по формулам (3.5) и (3.6) соответственно. Величина экстинкции ER_N для каждого из режимов связи определялась следующим образом:

$$ER_N = 10 \lg \left(\frac{T_{\max N}}{R_{\min}} \right), \quad (3.7, a)$$

$$T_{\max N} = \frac{(r+a)^2}{(1+ra)^2}, \quad R_{\min} = \frac{(r-a)^2}{(1-ra)^2}. \quad (3.7, б)$$

Наиболее интересным с практической точки зрения является случай критической связи $r = a$, коэффициент передачи на резонансной длине волны падает до нуля, а фаза претерпевает скачок на 2π (Рис. 3.11 б), в)). В данном режиме обеспечивается максимальный контраст как амплитудной, так и фазовой модуляции (Рис. 3.12, 3.13). Поэтому при изготовлении модуляторов стараются выбирать конфигурацию, обеспечивающую условия, близкие к условиям критической связи.

Увеличение коэффициента r переводит кольцевой резонатор в состояние слабой связи, ширина резонансного пика сужается, уменьшается падение амплитуды и изменение фазы в области резонанса (Рис. 3.11 б), в)). При уменьшении коэффициента r кольцевой резонатор переходит в состояние сильной связи, резонансный пик уширяется, уменьшается падение амплитуды, а скачок фазы в области резонанса сглаживается. Разные спектральные характеристики при разных состояниях связи приводят к различной динамике изменения амплитуды и фазы промодулированного оптического сигнала, что

должно учитываться при использовании модуляторов на основе кольцевых резонаторов.

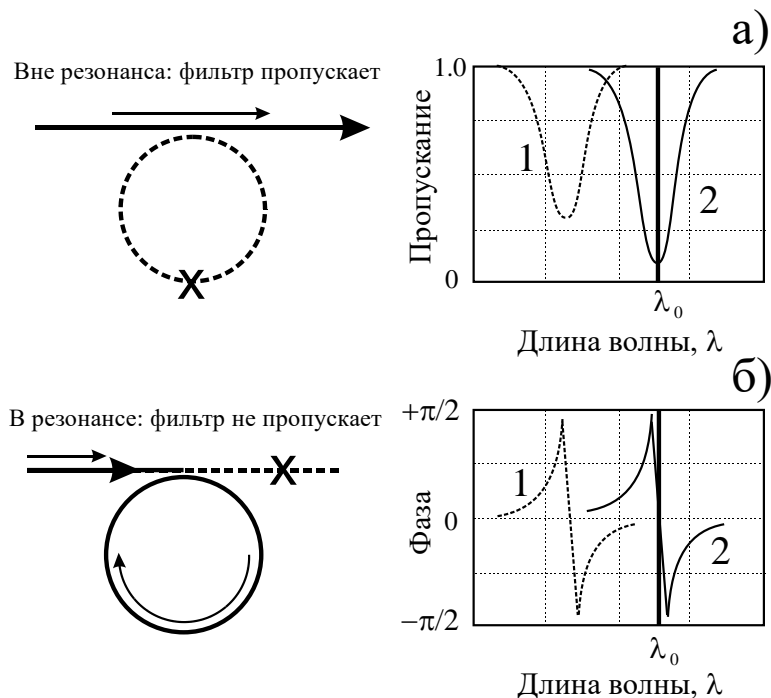


Рис. 3.12. Модуляция при сдвиге полосы частот оптического фильтра на примере кольцевого резонатора со связью между кольцом и волноводом, близкой к критической. λ_0 – рабочая длина волны лазера, 1 – состояние «вне резонанса», $V=0$, 2 – состояние «в резонансе», $V=V_0$.

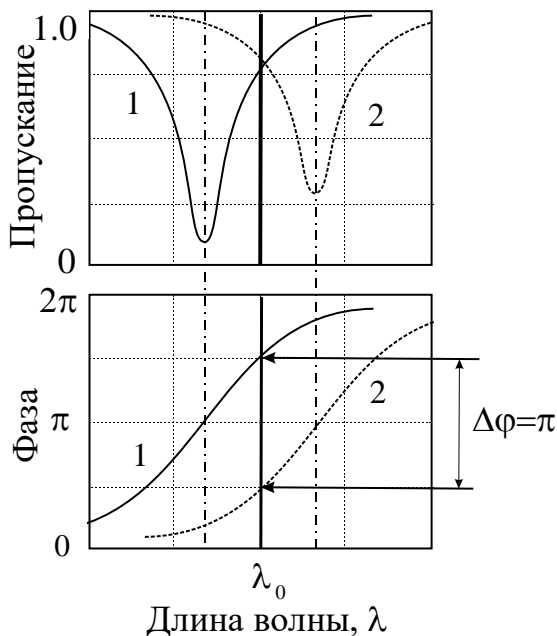


Рис. 3.13. Реализация фазового кодирования с использованием кольцевого резонатора со связью, больше критической. Показаны зависимости пропускания и фазы от длины волны для двух состояний фильтра. λ_0 – рабочая длина волны лазера, 1 и 2 – состояния фильтра.

Предельный контраст амплитудной модуляции зависит от того, насколько резонатор далек от идеального состояния критической связи.

Спектрально-селективные свойства кольцевого резонатора характеризуется следующими параметрами:

$$FWHM = \frac{(1-ra)\lambda_{res}^2}{\pi n_g L \sqrt{ra}}, \quad (3.8)$$

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_g L}. \quad (3.9)$$

Отметим, что и ширина резонансного пика ($FWHM$ – *Full Width at Half Maximum*), и спектральное расстояние между резонансными пиками (FSR – *Free Spectral Range*) зависят от группового показателя преломления, характеризующего дисперсию групповых скоростей волновода:

$$n_g = n_{eff} - \lambda_0 \frac{dn_{eff}}{d\lambda}. \quad (3.10)$$

Добротность резонатора Q определяется как потерями внутри кольца, так и коэффициентом связи направленного ответвителя:

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{FWHM} = \frac{\pi n_g L \sqrt{ra}}{\lambda_{res} (1-ra)}. \quad (3.11)$$

Современный технологический уровень изготовления кремниевых волноводов позволяет получать $Q \sim 10^5$. Обычно для модуляции используется принцип сдвига резонансной длины волны при изменении эффективного показателя преломления кольцевого резонатора, при этом большим преимуществом высокодобротных резонансных модуляторов является то, что эффективность модуляции увеличивается с ростом добротности Q резонатора. Однако скорость модуляции (время переключения) напрямую связана с временем жизни фотонов внутри резонатора, которое растет с ростом добротности ($\tau \approx Q\lambda/(2\pi c)$). Поэтому при конструировании модуляторов используют компромиссное решение, и добротность резонаторов обычно не делают выше чем $Q = 10^4$, при этом время жизни фотона в резонаторе составляет $\tau \approx 8$ пс.

Использование модуляции коэффициента связи направленного ответвителя позволяет преодолеть предел скорости, ограниченный временем жизни фотонов в резонаторном кольце. Изменение коэффициента связи вблизи условий критической связи приводит к изменению коэффициента оптического пропускания. Однако управление коэффициентом связи с высокой эффективностью весьма сложно реализовать технически, учитывая малую длину взаимодействия в направленном ответвителе. Более сложные устройства связи, такие как интерферометр Маха-Цендера, используются в составе модулятора (Рис. 3.14).

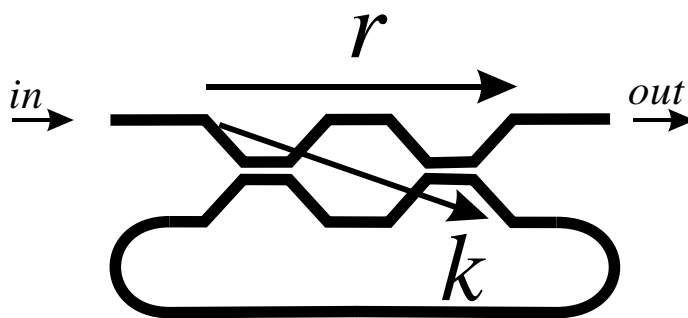
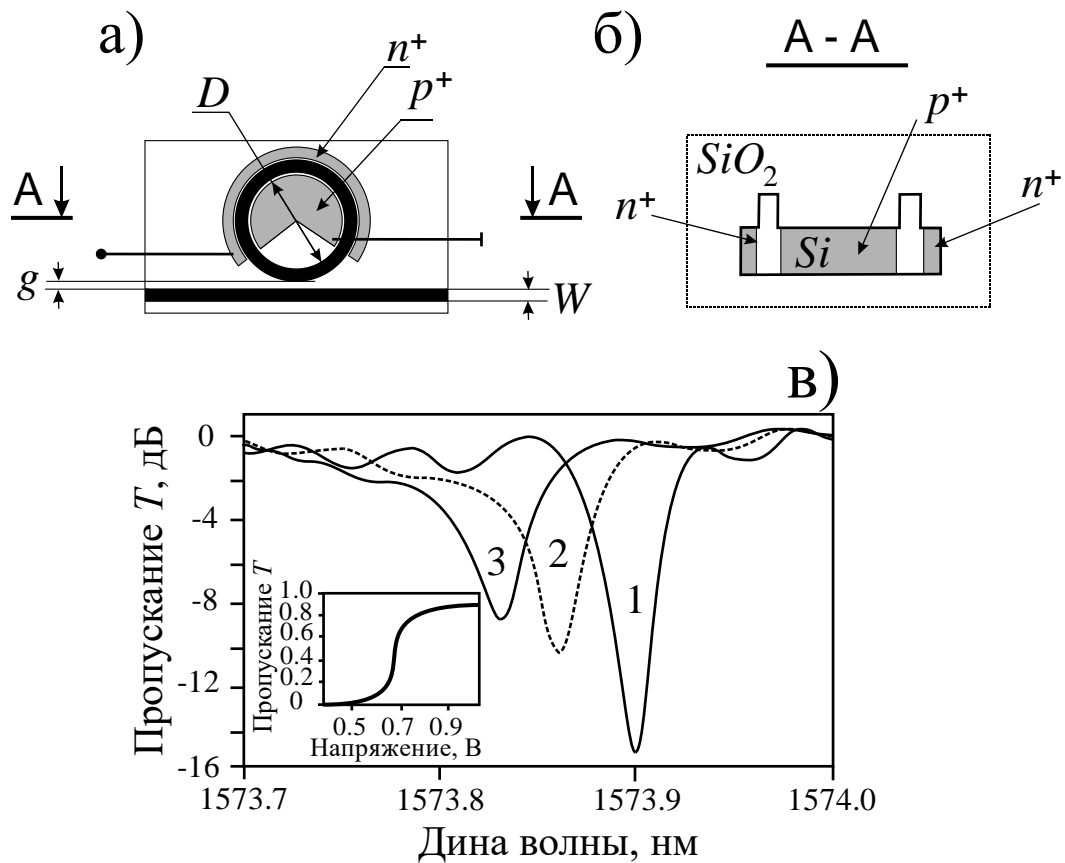


Рис. 3.14. Оптическая схема модулятора на основе кольцевого резонатора с модуляцией коэффициента связи, где направленный ответвитель заменен на интерферометр Маха-Цендера.

Другая проблема связана с тем, что оптическая мощность внутри резонатора при отклонении от условий критической связи постепенно затухает, что вызывает рост искажений. Специальные оптические схемы с дополнительным оптическим входом, служащим для поддержания постоянной мощности в резонаторе или с дополнительными кольцевыми резонаторами, были предложены для решения данной проблемы. Несмотря на то, что теоретические модели предсказывают практически неограниченную полосу частот резонансных кольцевых модуляторов на основе модуляции коэффициента связи, в настоящее время экспериментально продемонстрирована возможность расширения полосы модуляции до 30–40 ГГц, что сопоставимо с результатами, получаемыми с лучшими устройствами, использующими сдвиг длины волны.

На Рис. 3.15, а) схематически изображен пример устройства кремниевого кольцевого модулятора с модуляцией сдвига резонансной длины волны на основе эффекта дисперсии плазмы (основного механизма управления показателем преломления кремниевых волноводов).



0.1

Рис. 3.15. Схема модулятора на основе кольцевого микро-резонатора.

W – ширина прямого волновода, g – ширина зазора между прямым волноводом и кольцевым резонатором, D – диаметр кольца.

б): поперечное сечение вдоль А-А, в): сдвиг спектральной характеристик при прямом смещении и амплитудная передаточная характеристика модулятора

Кольцевой резонатор на основе гребенчатых волноводов изготовлен в конфигурации кремний на изоляторе (англ.: *Silicon-on-Insulator, SOI*). Характерная ширина волноводов W составляет примерно 400 нм, зазор g в направленном ответвителе между прямым и кольцевым волноводом в данном случае составляет 200 нм. Диаметр кольца $D = 12$ мкм. Малый диаметр кольца позволяет рассматривать данный модулятор как сосредоточенный элемент для модулирующих СВЧ сигналов. Кроме того, малая площадь делает модуляторы на основе кремниевых кольцевых резонаторов очень эффективными с точки зрения энергии модулирующего сигнала, необходимой для передачи одного бита информации. Возможно превращение электродов модулятора в электрическую резонаторную СВЧ структуру, что делает эффективность модуляции еще выше, но сужает полосу модуляции.

Оптический волновод в активной части кольца выполнен в виде $p-i-n$ диода. Данная конфигурация обеспечивает наиболее эффективную модуляцию показателя преломления за счет эффекта накопления носителей заряда. Приложение к $p-i-n$ диоду прямого смещения вызывает значительный рост концентрации носителей заряда в волноводе, что приводит к смещению

резонансного пика в сторону коротких длин волн (Рис. 13, в). Отметим, что смещение сопровождается увеличением потерь и снижением добротности, это выводит резонатор из условий критической связи и снижает контраст модуляции. Типичный контраст амплитудной модуляции для кремниевых модуляторов на основе кольцевых резонаторов не превышает $15 \div 20$ дБ.

Скорость модулятора определяется тремя постоянными времени: временем жизни фотона внутри резонатора, которое, как уже отмечалось, определяется добротностью, временем инжекции носителей заряда при прямом смещении *p-i-n* диода и временем вывода носителей из области оптического волновода при обратном смещении.

Характерное время, необходимое для инжекции носителей в область оптического волновода, составляет для рассматриваемой структуры *p-i-n* диода несколько наносекунд. Данное ограничение по скорости модуляции может быть обойдено за счет того, что передаточная характеристика (зависимость амплитуды оптического сигнала от амплитуды модулирующего напряжения) для модулятора на основе кольцевого резонатора имеет вид ступеньки (Рис. 13, в), вставка). При больших амплитудах модулирующего сигнала время переключения оптического сигнала существенно короче времени выхода *p-i-n* диода в стационарный режим. Увеличение амплитуды модулирующего сигнала также способствует снижению времени вывода носителей из области оптического волновода, которое обратно пропорционально напряжению обратного смещения. Было показано, что использование нестационарного режима инжекции носителей заряда с размахом амплитуды модулирующего сигнала более 3 В позволяет снизить время переключения в сотни раз до нескольких десятков пикосекунд.

Дальнейшее увеличение скорости модуляции может быть реализовано при использовании внутри оптического волновода обратного смещенного *p-n* диода в режиме разделения носителей заряда. В данной конфигурации эффективность модуляции снижается, однако значительно повышается быстродействие, которое ограничено барьерной емкостью и скоростью носителей заряда.

Использование гибридных структур на основе поверхностных пленок электрооптических полимеров или ниобата лития позволяет снять ограничения связанные с временем вывода носителей из области волновода и ещё сильнее повысить быстродействие. Однако технологии создания гибридных структур плохо совместимы со стандартными технологическими процессами микроэлектроники, а кроме того, из-за относительно низкой устойчивости данные структуры не могут подвергаться некоторым технологическим операциям, например, они имеют ограничения по температуре на последующих технологических этапах.

Высокая добротность кольцевых резонаторов вызывает ряд проблем при использовании их в модуляторах. Высокая интенсивность оптического излучения в кольце вблизи резонанса приводит к нелинейным оптическим

эффектам, таким как эффект Керра, вынужденное комбинационное рассеяние и двухфотонное поглощение, а также вторичным эффектам, таким как генерация свободных носителей за счет двухфотонного поглощения и термооптический эффект, связанный с поглощением оптического излучения. Нелинейные характеристики кольцевых резонаторов широко используются в различных применениях, однако их влияние в модуляторах имеет паразитный характер и может приводить к неустойчивой работе. Поэтому модуляторы на основе кольцевых резонаторов имеют значительные ограничения по мощности модулируемого оптического сигнала, которая, как правило, не превышает 1 мВт.

Высокая спектральная селективность делает кольцевые резонаторы очень требовательными к точности технологических процессов изготовления. Незначительные отклонения от заданной конфигурации могут приводить к значительным искажениям резонансного пика. Ситуация усугубляется миниатюрными размерами волноводного кольца. Для обеспечения хорошего уровня воспроизводимости характеристик кольцевых резонаторов были предложены различные методы активной термоэлектрической подстройки, а также пассивной подстройки путем модификации волноводной структуры или введения механических напряжений.

Другой проблемой, с которой сталкиваются разработчики модуляторов на основе кольцевых резонаторов, является заметная чувствительность к изменению внешних условий, прежде всего температуры:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \left(n_{eff} \alpha_{sub} + \frac{dn_{eff}}{dt} \right) \frac{\lambda_0}{n_g}, \quad (3.12)$$

где λ_0 – резонансная длина волны, n_{eff} – эффективный показатель преломления, α_{sub} – коэффициент температурного расширения подложки n_g – групповой показатель преломления. Чувствительность к изменению на 1° Кельвина оценивается примерно ~ 0.11 нм/К.

В литературе рассматриваются два основных направления решения задачи снижения влияния температуры. Первое направление – это пассивная компенсация температурного дрейфа путем создание так называемых атермальных, т.е. нечувствительных к изменению температуры, устройств.

Дополнительное покрытие, обладающее отрицательным коэффициентом расширения, компенсирует влияние положительного расширения кремния. В качестве материала с отрицательным коэффициентом температурного расширения часто используют диоксид титана TiO_2 . Используя такую технологию, удалось компенсировать температурную зависимость сдвига резонанса, равного величине 5 пм/К, в диапазоне температуры 50° К.

Другим примером пассивной компенсации температурного дрейфа является включение кольцевого резонатора в плечо компенсационного интерферометра Маха-Цендера. Ширина волноводов в разных плечах интерферометра Маха-Цендера подбирается так, что температурные изменения разницы оптических путей в плечах интерферометра компенсируют температурное изменение оптической длины кольцевого резонатора (см. Рис. 3.14).

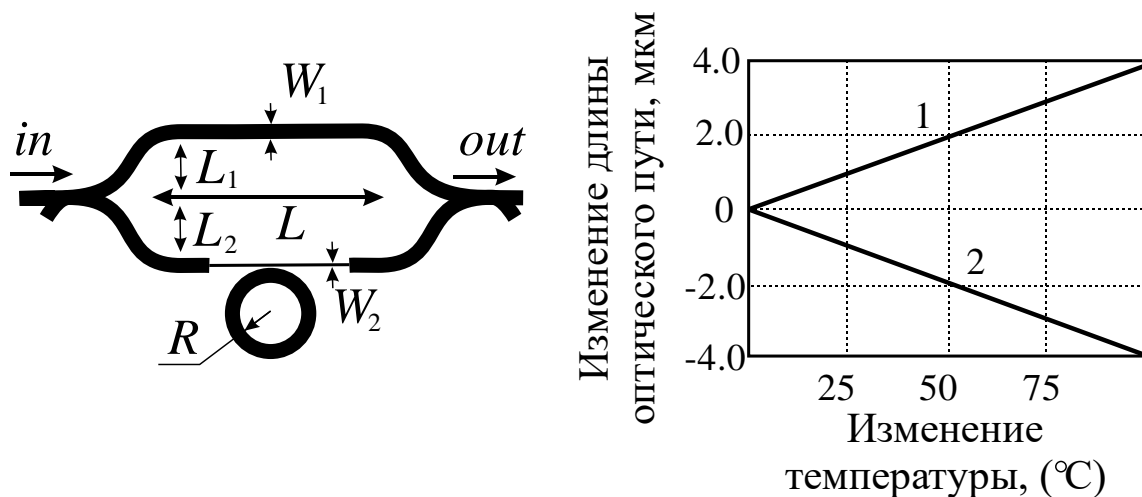


Рис. 3.16. Схема модулятора на основе кольцевого микро-резонатора, встроенного в интерферометр Маха-Цендера. W_1 и W_2 – ширина волноводов в плече 1 и плече 2. Справа: изменение длины оптического пути от температуры. 1 – эффективная оптическая длина кольца, 2 – эффективная оптическая длина плеч интерферометра Маха-Цендера.

Второе направление – это использование активной компенсации на основе систем температурного регулирования с обратной связью. Регулировка температуры кольцевого резонатора может быть реализована путем изменения постоянного тока, пропускаемого через систему электродов модулятора. Однако более удобным является использование независимых, интегрированных в чип локальных нагревателей, расположенных вблизи от волноводного кольца резонатора, либо даже внутри него самого. Потенциально полностью вся система регулирования может быть интегрирована на чипе вместе с модулятором, включая фотоприемник и управляющую нагревателем электронику. К недостатку такого решения следует отнести дополнительное энергопотребление, которое, по различным оценкам, может составлять от 25 до 55 фДж/бит при скорости передачи 10 Гбит/с.

Второй, часто используемый способ создания модуляторов – использование оптического фильтра на основе отражательной решётки Брэгга, созданной в волноводе [293, 294]. В таком устройстве используется, во-первых, высокая спектральная селективность отражательных решёток, и, во-вторых, возможность управления длины волны Брэгга за счёт электрооптического эффекта.

Спектральная селективность отражательной решётки Брэгга $\Delta\lambda$ связана с пространственным периодом Λ и толщиной T следующим выражением (Рис. 3.17, а)):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{T}. \quad (3.13)$$

Так, например, для ниобата лития, при характерных толщинах решётки $T=5 \dots 10$ мм и пространственном периоде $\Lambda=330 \dots 350$ нм, что соответствует длине волны Брэгга $\lambda_B = 1500 \dots 1600$ нм, её относительная спектральная селективность составляет $(3 \dots 5) \times 10^{-5}$.

Если материал, в котором создана решётка, обладает электрооптическим эффектом, т.е. если показатель преломления зависит от прикладываемого электрического поля, то, изменяя показатель преломления, можно управлять длиной волны Брэгга:

$$\lambda_B(E) = 2n(E)\Lambda. \quad (3.14)$$

Здесь Λ – период решётки, E_{ext} – управляющее электрическое поле.

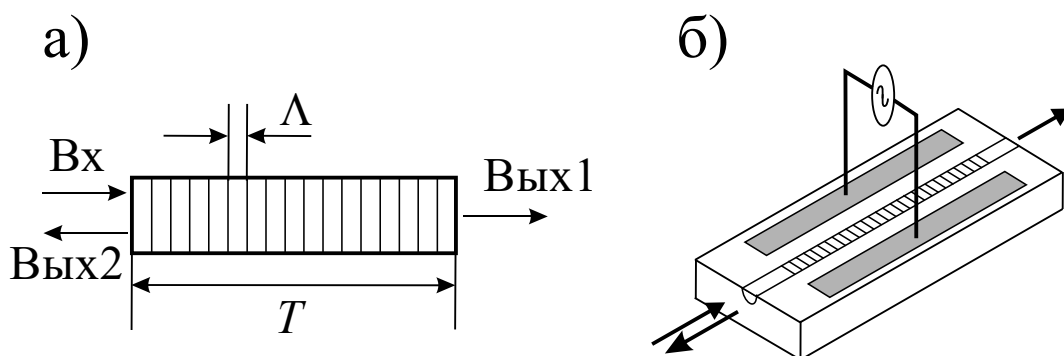


Рис. 3.17. Оптический модулятор на основе отражательной решётки Брэгга. а): отражательная решётка Брэгга, б): модулятор на основе отражательной решётки Брэгга, созданной в волноводе.

Принцип работы амплитудного иодулятора на основе электрически управляемой решётки Брэгга показан на Рис. 3.18. В исходном состоянии длина волны Брэгга λ_B совпадает с длиной волны λ_0 используемого лазера. В этом случае решётка отражает весь падающий свет. На выходе 1 наблюдается «низкий уровень», на выходе 2 – «высокий уровень». При приложении электрического поля, изменяющего длину волны Брэгга на величину, равную спектральной селективности $\Delta\lambda$, решётка перестаёт отражать пажающий свет. В этом случае на выходе 1 наблюдается «высокий уровень», на выходе 2 – «низкий уровень».

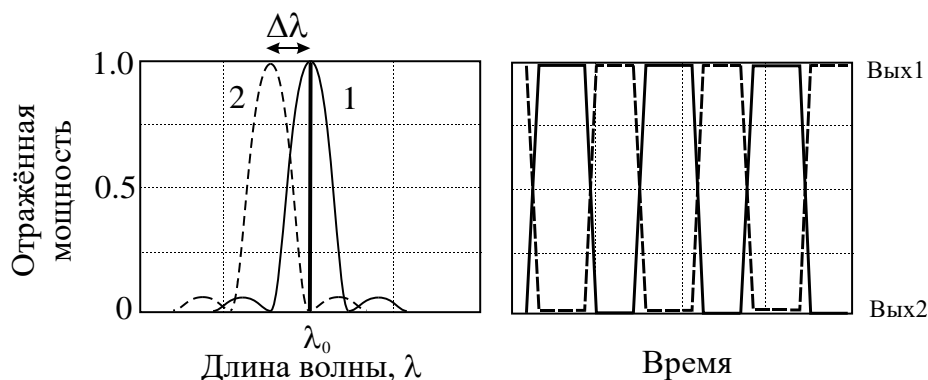


Рис. 3.18. Амплитудная модуляция за счёт электрического управления λ_B . λ_0 – длина волны лазера. В положении 1 внешнее поле $E=0$, λ_B совпадает с λ_0 , решётка отражает падающий свет; в положении 2 внешнее поле $E \neq 0$, λ_B отличается от λ_0 , решётка пропускает падающий свет.

На Рис. 3.19 показаны примеры спектрального отклика модулятора на основе отражательной решётки Брэгга. Спектральная селективность составила примерно 0.25 нм. Измерения проводились при помощи лазера, перестраиваемого по длине волны.

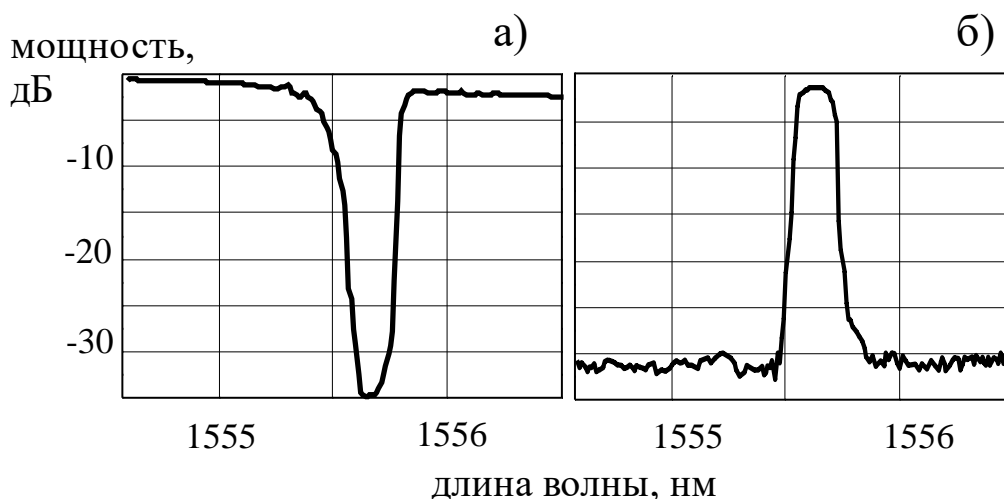


Рис. 3.19. Пример спектрального отклика модулятора на основе отражательной решётки Брэгга. а): Вых1, б): Вых2.

Интересной отличительной особенностью такого модулятора является наличие двух выходов. Первый выход определяется относительно прошедшего света, второй – относительно отражённого.

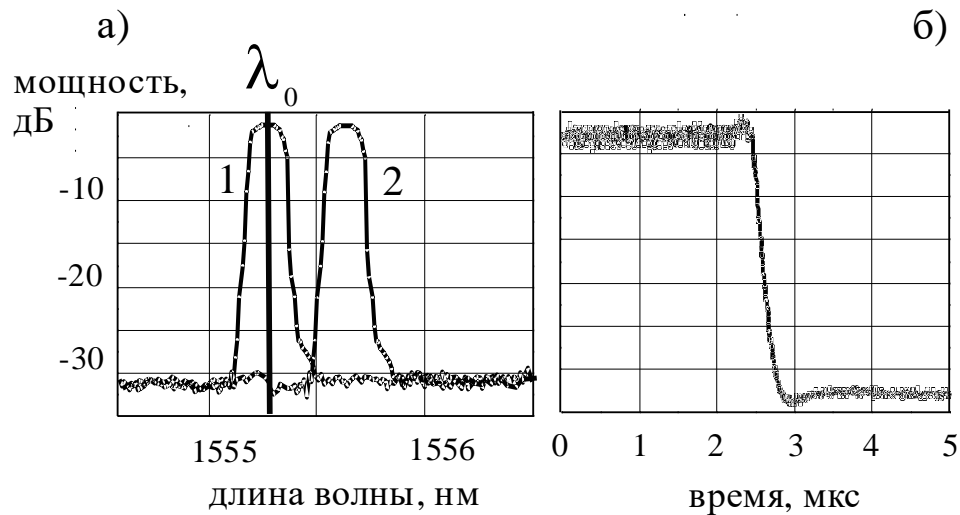


Рисунок 3.20. Использование отражательной решётки Брэгга в качестве амплитудного модулятора; а): 1 – спектральный отклик при $E_{ext} = +12$ В/мкм, Длина волны используемого лазера λ_0 совпадает с длиной волны Брэгга. 2 – спектральный отклик при $E_{ext} = 0$; б): осциллограмма сигнала с фотоприёмника.

Для создания отражательной решётки Брэгга используется запись периодического распределения света из сине-зелёной области спектра за счёт фоторефрактивного эффекта. Обычно для этого используют интерференционную картину двух плоских волн. Для такой записи необходимо использовать кристаллы ниобата лития, допированные, например, ионами железа Fe^{2+} , Fe^{3+} .

Помимо амплитудной модуляции, сильная дисперсия вблизи центральной длины брэгговского отражения может быть использована для фазовой модуляции или управления задержкой оптических импульсов [294]. Как и в случае резонансных модуляторов, ширина спектральной полосы брэгговского отражения накладывает значительные ограничения на частотную полосу модуляции [295].

При использовании широкополосных источников оптического излучения модуляторы на основе оптических фильтров дают дополнительную возможность модуляции оптического спектра [296, 297], создавая как простое частотное кодирование, так и более сложное управление формой. Модуляция спектра может быть эффективно использована в качестве дополнительного служебного канала передачи сигналов управления удаленным устройствам разветвленных оптических сетей [298].

3.5 Управляемый направленный ответвитель

В дополнение к типам модуляторов, обсужденным выше, были разработаны многие другие схемы использования волноводов с электрическим управлением [299]. В основном такие устройства появлялись в первые годы развития технологии интегрально-оптических модуляторов, но некоторые из

них существуют до сих пор. Одно из таких устройств – управляемый направленный ответвитель.

Типичный направленный ответвитель представлен на рисунке Рис. 3.1 ж). Два волновода на расстоянии, достаточном для их взаимодействия, позволяют делить оптические мощности между плечами в пропорции, задаваемой напряжением. Разделительный электрод [300] используется для компенсации погрешностей, возникающих при их изготовлении.

Направленный ответвитель не является столь же высокоскоростным модулятором, что и MZM. Но из него получается хороший, компактный, высокоскоростной переключатель. Ответвители в виде древовидной схемы используются в основном для демонстрации многоканальных интегральных оптических переключателей [301].

На Рис. 3.21 приведена диаграмма, позволяющая сравнивать производительность различных типов модуляторов, изготовленных из различных материалов.

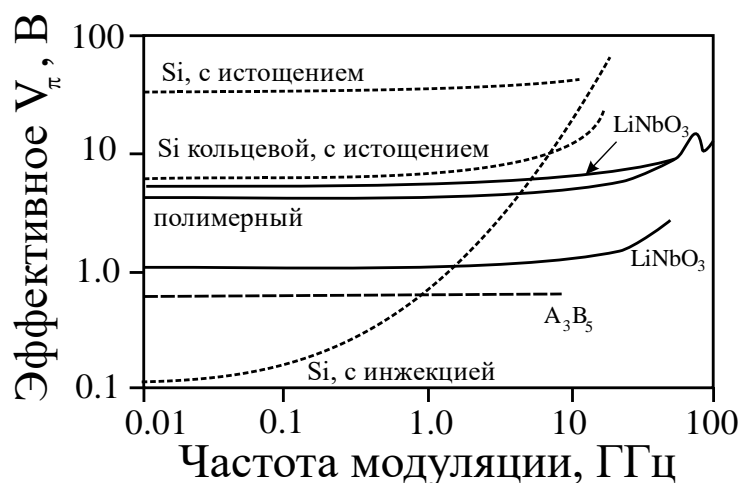


Рис. 3. 21. Сравнение производительности различных модуляторов [7].

Две самые важные характеристики модуляторов – переключающее напряжение и полоса электрических частот. Между ними есть некоторый компромисс. Все эти соотношения вовсе не являются фундаментальными, основы на доступных литературных данных и носят оценочный характер.

MZM на ниобате лития, полимере и A3B5 имеют примерно сопоставимые характеристики. Для всех них есть некий компромисс между переключающим напряжением и полосой частот. ЭАМ [302] сравнимы с модулятором на ниобате лития с пропускной способностью ~40 ГГц. Кремниевые модуляторы существенно отличаются от своих конкурентов из-за медленного эффекта плотности носителей.

3.6 Список контрольных вопросов к Главе 3

1. Перечислите основные типы интегрально-оптических модуляторов и поясните принцип их действия.
2. Поясните принцип работы модулятора на основе прямого одиночного волновода для а): амплитудной, б): фазовой модуляции. Что общего и в чём отличия при использовании для указанного типа модулятора материала, обладающего электрооптическим эффектом или эффектом электроабсорбции?
3. Вычислите фазовые сдвиги, возникающие при приложении электрического поля $E_z = 2.0, 5.0, \text{ и } 20.0 \text{ кВ/см}$, для случая а): обыкновенной волны, б): необыкновенной волны, в): волны, направленной под углом 45° , для длины электродов 5 см , и для излучения на длинах волн 0.63 мкм и 1.55 мкм .
4. Опишите процесс преобразования ФМ в АМ при помощи интерферометра Маха-Цендера.
5. Вычислите величину фазового набега в кольцевом резонаторе для случая $L = 30 \text{ мкм}$, величине эффективного показателя преломления материала $n_{\text{eff}} = 1.55$, и используемой длине волны 1.55 мкм . Оцените потери в таком кольцевом резонаторе.
6. Какую величину составит длина волны Брэгга λ_B для случая, когда период отражательной решётки в ниобате лития Λ составляет 370 нм , используется необыкновенная поляризация. Оцените величину спектральной селективности такой решётки при её длине $L = 3 \text{ см}$.
7. Опишите, как связаны между собой частота модуляции и управляющее напряжение для различных типов модуляторов?

ГЛАВА 4. ПРАКТИКА РАЗРАБОТКИ МОДУЛЯТОРОВ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Исследования, направленные на разработку модуляторов на основе ниобата лития начались в 1960-х, после того как была отработана технология роста кристаллов высокого оптического качества. Первые оптические волноводы на подложках ниобата лития, изготовленные методом обратной диффузии лития, и интегрально-оптические модуляторы на их основе появились в начале 1970-х. Использование волноводов позволяет снизить полуволновое напряжение с сотен до десятков вольт [303]. Дополнительное ионное травление позволило создать волноводы гребенчатого типа (Рис. 3.2.) и снизить полуволновое напряжения до уровня 4 В [304].

С конца 1970-х до конца 1980-х разработки модуляторов на подложках LiNbO_3 были сфокусированы на проблеме высокоскоростной модуляции в оптических телекоммуникациях [305-312] и создании оптических переключателей [313-318]. Здесь основное внимание уделялось минимизации оптических потерь и оптимизации технологии изготовления оптических волноводов (прежде всего на основе термической диффузии титана) [319-321], а также согласовании с волоконно-оптическим трактом и снижении потерь на ввод и вывод излучения [322-325]. С конца 1980-х модуляторы на основе ниобата лития становятся ключевыми элементами волоконно-оптических систем связи [326, 327] с высокой частотой модуляции. Были разработаны различные конфигурации модуляторов с согласованными СВЧ электродами бегущей волны [328-335]. Значительный прогресс был достигнут в повышении стабильности и надежности модуляторов на основе ниобата лития, технологии корпусирования и стыковки, подавления и компенсации температурного [336-338] и электрического (DC) дрейфа [339-343]. После 2000 года с появлением в оптических телекоммуникациях новых форматов модуляции модуляторы для их реализации также были разработаны на основе ниобата лития [344, 345].

Дальнейшее развитие модуляторов на основе ниобата лития связано с появлением новых технологий создания волноводов с высокой разностью показателей преломления (SmartCut) [346], что позволяет создавать оптические схемы с размерами, характерными для полупроводниковой электроники и открывает возможности гибридных оптоэлектронных схем на кремниевых подложках [347].

4.1 Создание модуляторов на подложках LiNbO_3

Модуляторы на основе ниобата лития чаще всего изготавливаются на подложках X-среза для изготовления амплитудных модуляторов на основе интерферометра Маха-Цендера, или на подложках Z-среза для – фазовых модуляторов.

На Рис. 4.1 представлены типичные конфигурации таких модуляторов для каждого из срезов.

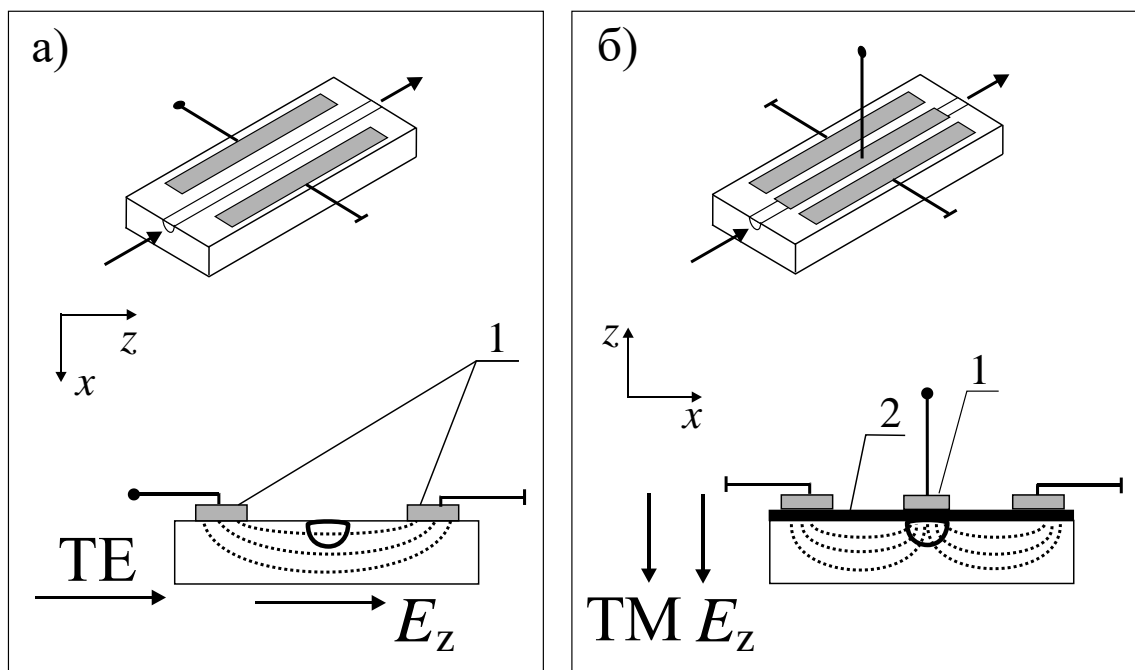


Рис. 4.1. Две основные конфигурации фазовых модуляторов для эффективной электрооптической модуляции. а): X-срез подложки, волновод находится между электродами, компонента поля и поляризация света параллельны плоскости подложки; б): Z-срез подложки, оптический волновод находится под электродом, компонента поля и поляризация света нормальны к плоскости подложки; между металлическим электродом и оптическим волноводом обязательно нужен диэлектрический подслои, который снижает поглощение света в металлическом электроде. 1 – электроды, 2 – диэлектрический подслои.

В обоих случаях наиболее эффективная модуляция достигается тогда, когда направление основной части электрического и оптического поля совпадают с осью Z , главной оптической осью кристалла. Как показано на рисунке 4.1 а), электроды сформированы на подложке X-среза, а оптическая волна распространяется вдоль оси Y . Оптический волновод сформирован в подложке между электродами. В центре оптического волновода направление приложенного электрического поля параллельно поверхности подложки и совпадает с осью Z . Изменение показателя преломления в этом случае описывается формулой (2.6).

В случае модулятора, изготовленного на подложке Z-среза, свет распространяется вдоль оси X кристалла. Оптический волновод формируется под одним из электродов, и поле E_z перпендикулярно к поверхности подложки.

Следует отметить, что эффективная модуляция так же была недавно достигнута в модуляторах, где используется кристалл ниобата лития Y -среза [348].

Ниобат лития имеет значительные преимущества перед другими электрооптическими материалами как материал для изготовления электрооптических модуляторов. Его электрооптический коэффициент r_{33} – один из самых больших для неорганических соединений. Результатом этого являются сравнительно небольшие электрические напряжения, необходимые для управления оптическим излучением. Кроме этого, ниобат лития может использоваться для управления оптическим излучением полями частот вплоть до миллиметрового диапазона, что позволяет создавать эффективные широкополосные электрооптические модуляторы с частотами управляющих сигналов до десятков и даже сотен гигагерц. На сегодняшний день достигнуты частоты модуляции до 280 ГГц [54].

Разница показателей преломления у реально существующих модуляторов в силу различных причин медленно меняется со временем. Это может влиять на работу всей оптической системы, имеющей в своём составе модулятор [349]. Для компенсации этого эффекта могут быть использованы внешние устройства контроля рабочей точки модулятора [350].

Из круга задач, который исторически ставился перед интегральными электрооптическими модуляторами, то есть высокочастотная и сверхвысокочастотная модуляция оптического излучения с использованием малых мощностей, формализовались требования к их техническим характеристикам.

Некоторые применения, такие как детектирование слабых электрических полей в теле человека [351], критичны к низким полуволновым напряжениям. Другие, такие как модуляция радиосигнала от интегрированной антенны в оптический диапазон [352], могут быть критичны к волновому сопротивлению электродов.

4.2 Электроды модулятора

Важнейшим техническим параметром СВЧ модулятора, определяющими область практических применений, является предельная частота работы, определяемая по уровню -3 дБ, что отражает способность модулятора к работе на высоких частотах. Также важным параметром является полуволновое напряжение (V_{π}), что отражает требование к мощности управляющего сигнала, подаваемого на электроды электрооптического модулятора. Другими важными параметрами являются волновое сопротивление электродов бегущей волны, а также коэффициент обратного отражения S_{11} для подаваемого на СВЧ вход СВЧ излучения при волновом сопротивлении подводящей линии 50 Ом. Эти параметры отражают требования к лёгкости интеграции модулятора с СВЧ устройствами, обладающими стандартным волновым сопротивлением 50 Ом.

Следует заметить, что требования к конструкции модулятора, предъявляемые двумя главными техническими параметрами модулятора – рабочей полосой частот и полуволновым напряжением, во многом конфликтуют между собой, поэтому разработка модуляторов связана, прежде всего, с поиском некоторого компромисса между шириной полосы и управляющим напряжением, определяемым областью применений. Широкополосный электрооптический модулятор является не только интегрально-оптическим устройством, но также и СВЧ-устройством. Его электрооптические характеристики определяются взаимодействием модулирующей электрической СВЧ волны, распространяющейся внутри устройства с модулируемой оптической волной.

Типичная схема модулятора, использующего так называемые ёмкостные электроды, описываемые сосредоточенными параметрами, показана на Рис. 4.3. Сигнал подключается к электродам, которые могут быть описаны как конденсатор. Оптическая волна, таким образом, распространяется между пластинами конденсатора. Чтобы получить согласование волнового сопротивления между источником микроволнового излучения и электродами, между электродами включается нагрузочный резистор. В данной конфигурации рабочая полоса модулятора будет ограничена постоянной времени RC -цепи, зависящей от ёмкости электродов C и нагрузочного сопротивления R . В этом случае полоса пропускания будет определяться выражением:

$$\Delta f = \frac{1}{\pi RC}. \quad (4.1)$$

Основные типы электродов, используемые в электрооптических модуляторах, показаны на Рис. 4.3.

Электроды в данном случае образуют волновод, по которому бежит модулирующая электромагнитная волна. Электрическая и оптическая волны распространяются в одном направлении. Взаимодействие происходит на всей области пересечения полей электрической и оптической волн посредством электрооптического эффекта.

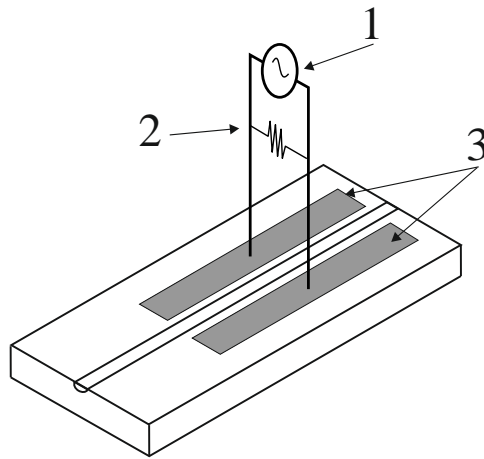


Рис. 4.2. Фазовый модулятор с ёмкостными электродами, описываемыми сосредоточенными параметрами. 1 – источник управляющего (модулирующего) напряжения, 2 – входное сопротивление, 3 – электроды.

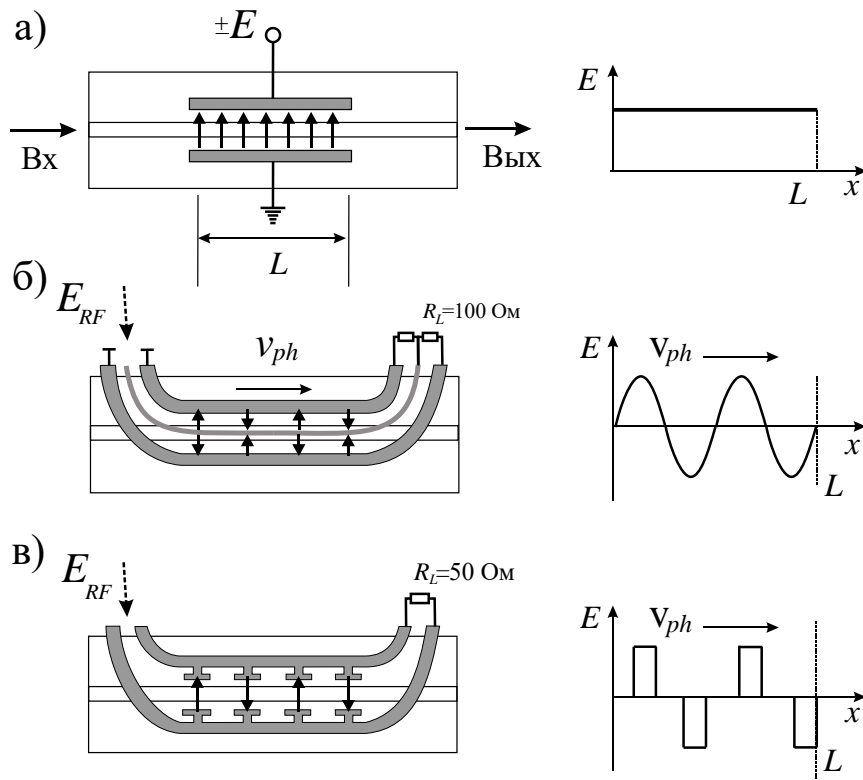


Рис. 4.3. Типы электродов (слева), распределение электрического поля вдоль электродов (справа). а): сосредоточенные ёмкостные электроды, L – длина электродов, б) СВЧ электроды бегущей волны на основе копланарной линии (у копланарной линии есть центральный полосок), v_{ph} – фазовая скорость бегущей электрической волны, два нагрузочных сопротивления $R_L=100$ Ом.

в) сегментированные электроды с ёмкостной связью. Этот случай является комбинацией а) и б). E_{RF} – входной СВЧ электрический сигнал, одно нагрузочное сопротивление $R_L=50$ Ом.

Когда скорости обеих волн совпадают (имеется согласование скоростей), то волны проходят через зону взаимодействия с одинаковой задержкой по времени. При отсутствии потерь СВЧ волны рабочая полоса такого модулятора не была бы ограничена [353].

Однако эффективные показатели преломления для СВЧ и оптической волны в реальной ситуации отличаются друг от друга. Это значит, что волны в модуляторе распространяются с разными скоростями (возникает так называемое «рассогласование скоростей»). По мере распространения волн расстояние между волновыми фронтами постепенно увеличивается. Это ведёт к ухудшению эффективности модуляции с ростом частоты и ограничению рабочей полосы частот модулятора [353].

Основополагающим принципом, лежащим в основе проектирования модулятора с электродами бегущей волны, является нивелирование факторов, ограничивающих полосу пропускания модулятора. Данные факторы и методы их нивелирования описаны ниже.

Первым фактором является рассогласование оптической и СВЧ волн. Принцип работы электрооптического модулятора бегущей волны заключается в перемещении СВЧ волны ровно с той же скоростью и в том же направлении, в котором перемещается модулируемая ею за счёт электрооптического эффекта оптическая волна. Это значит, что групповой показатель преломления для оптического волновода и эффективный показатель преломления СВЧ волновода должны совпадать.

Ниобат лития является удобным материалом для создания на его основе интегрально-оптических схем. Однако ниобат лития является сегнетоэлектриком, и его диэлектрическая постоянная в СВЧ-области ($\epsilon_x=28$, $\epsilon_y=\epsilon_z=43$) значительно больше, чем в оптической области ($\epsilon_0=n^2=4.6$) [353]. Это усложняет создание широкополосного СВЧ модулятора. Эффективный показатель преломления для любого волновода определяется интегралом перекрытия, причем поле E оптической волны в большинстве интегрально-оптических устройств на основе ниобата лития лежит целиком внутри подложки. Это значит, что эффективный показатель преломления оптической волны, как правило, равен показателю преломления ниобата лития. Единственным способом согласования скоростей в этом случае является изменение конфигурации электродов бегущей волны таким образом, чтобы уменьшить часть поля E СВЧ волны, проходящей через ниобат лития, и создать такую конфигурацию, где значительная часть поля проходила бы через материалы с меньшим показателем преломления – воздух, диоксид кремния и.т.д. Слой вещества с низким показателем преломления (как правило, диоксид кремния), который иногда вносится между подложкой и формируемыми электродами, называют «буферным слоем» [354].

Одной из наиболее технологически простых конфигураций является копланарный волновод, сформированный на плоской поверхности. В такой конфигурации согласование скорости может быть достигнуто увеличением

буферного слоя, состоящего из материала с низким показателем преломления (SiO_2), что увеличивает полуволновое напряжение при той же длине волновода. Другим способом улучшения согласования скорости является увеличение толщины электродов, что заставляет большую часть электрического поля проходить в воздушном зазоре между электродами, снижая эффективный показатель преломления. Однако создание толстых электродов является сложной технологической задачей.

Вторым лимитирующим фактором является наличие потерь энергии СВЧ волны в материале электродов бегущей волны, а также в диэлектриках СВЧ волновода. Это вызвано наличием скин-эффекта, что вызывает протекание тока преимущественно по внешним поверхностям электродов, а во-вторых, преобладанием индуктивной составляющей погонного сопротивления волновода над резистивной, что вызывает протекание тока в основном по обращённым друг к другу поверхностям соседних электродов. Снижение потерь может быть достигнуто использованием толстых электродов и материалов, обладающих большой удельной проводимостью. Серебро в данном случае может иметь преимущества над золотом. Оно обладает большей проводимостью, чем золото (62.5×10^6 См/м против 45.5×10^6 См/м), и может в ряде случаев быть технологически более приемлемым материалом для формирования электродов.

Третьим лимитирующим фактором является рассогласование волнового сопротивления СВЧ волновода модулятора и волнового сопротивления подводящей СВЧ линии, что ведёт к росту коэффициента обратного отражения S_{11} , а также деградации характеристик модулятора в области низких частот [505].

Четвёртым лимитирующим фактором является недостаток эффективности модуляции вследствие малого произведения интеграла поля, проникающего в оптический волновод на рабочий электрооптический коэффициент. Эффективность модуляции, связанную с этим фактором, принято характеризовать величиной $V_\pi L$, где V_π – полуволновое напряжение модулятора, а L – длина его зоны взаимодействия. Чем меньшей величиной $V_\pi L$ обладает модулятор, тем меньшее напряжение, а значит и мощность, необходима на его СВЧ входе для управления оптическим излучением при той же длине модулятора. Чем большей величиной $V_\pi L$ обладает модулятор, тем большей длины он должен быть при управлении сигналом той же мощности. Увеличение длины зоны взаимодействия, кроме увеличения физических размеров модулятора, также ухудшает полосу пропускания, поскольку при росте длины сильнее начинают сказываться рассогласование скоростей и потери в СВЧ волноводе.

Следует заметить, что решения, направленные на исключение каждого из факторов по отдельности, как правило, находятся в конфликте друг с другом. Это видно на примере конфигурации копланарного волновода, сформированного на поверхности подложки с нанесённым буферным слоем. В

случае, если требуется достичь полного согласования скоростей, это может быть реализовано со следующими геометрическими параметрами: $W=8$ мкм, $G = 15$ мкм, $T_b=0.9$ мкм, $T_e=20$ мкм. В этом случае $V_\pi L$ становится равным 13 В×см, а волновое сопротивление 35 Ом. В случае, если мы хотим добиться согласования волнового сопротивления с источником 50 Ом, T_b должен быть больше 2 мкм, при этом $V_\pi L$ возрастает до величины 20 В×см.

В литературе предложено множество конфигураций для электрооптических модуляторов бегущей волны на основе ниобата лития, в которых предложены варианты разрешения рассмотренных противоречий. Данные решения связаны с усложнением формы электродов.

В последнее время появились новые направления развития направления интегрально-оптических на подложках ниобата лития, которые потенциально могут привести к новым прорывным результатам. Это, прежде всего, создание гибридных схем ниобата лития на полупроводниковой подложке. Такой симбиоз позволит объединить сильные стороны двух технологий и частично победить их недостатки. Работы в данном направлении активно ведутся в США [355-357]. Особенно интересным выглядит разработка и создание на базе такой технологии высокочастотных кольцевых микро-резонаторов, интегрально-оптических аналогов модуляторов на основе оптических резонаторов «шепчущей галереи». Размер таких модуляторов может составлять сотни микрометров, кроме того, потенциально они могут быть интегрированы на одной подложке с оптическим источником и приемником, а также управляющей электроникой.

4.3 Оптическая схема модулятора Маха-Цендера в интегральном исполнении

Интегрально-оптическая схема модулятора представляет собой структуру, использующую канальные оптические волноводы на монокристаллической подложке ниобата лития для распространения и взаимодействия световых волн с управляющим электрическим СВЧ сигналом, подводимым к электродам, выполненным в виде копланарной линии. Интегрально-оптическая схема модулятора должна выполнять следующие базовые функции:

1. Обеспечивать ввод оптического излучения заданной линейной поляризации из одномодового оптического волокна с сохранением поляризации.
2. Обеспечивать деление входного излучения на два независимых канала.
3. Обеспечить ввод управляющего СВЧ сигнала из стандартного кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом в тракт электродов бегущей волны, выполненных в виде копланарной линии.

4. Обеспечить эффективное взаимодействие управляющего СВЧ электромагнитного поля с оптическим излучением в независимых каналах, приводящего к фазовой модуляции света в каждом канале.

5. Обеспечивать смешение и интерференцию оптического излучения из двух независимых каналов с учетом фазы и преобразование фазовой модуляции в амплитудную СВЧ модуляцию.

6. Выводить промодулированного излучения в стандартное одномодовое оптическое волокно (SMF).

Исходными данными проектирования конфигурации волноводного интерферометра Маха-Цендера являются параметры канальных волноводов. Ключевой характеристикой, влияющей на конфигурацию оптической схемы, является профиль распределения интенсивности в моде канального волновода. На основании экспериментально измеренного профиля моды канальных волноводов, с использованием диффузионной модели формирования волноводов и метода эффективного показателя преломления, а также метода конечных элементов для численного расчета собственных мод оптических волноводов можно сделать первичные предположения о конфигурации отдельных элементов, входящих в состав схемы МЦИ. Численные расчеты обычно проводят с использованием стандартного персонального компьютера и программной среды COMSOL Multiphysics.

Оптическая схема модулятора представляет собой интерферометр Маха-Цендера (Рис. 4.4). Прямолинейные отрезки одномодовых оптических волноводов выполняют функцию ввода и вывода оптического излучения. Помимо данной функции, они служат пространственными фильтрами, обеспечивающими правильную и эффективную работу интегрально-оптических разветвителей, аналогами которых в объемном исполнении являются полупрозрачные зеркала. Входной интегрально-оптический разветвитель делит оптическое излучение на два независимых канала. Выходной разветвитель обеспечивает интерференцию, при этом при деструктивной интерференции излучение из выходного разветвителя отсеивается выходным пространственным фильтром. Функцию модуляции оптического излучения выполняет система СВЧ электродов, изготавливаемая в виде копланарной СВЧ линии, расположенной поверх двух независимых оптических каналов в виде параллельных канальных волноводов.

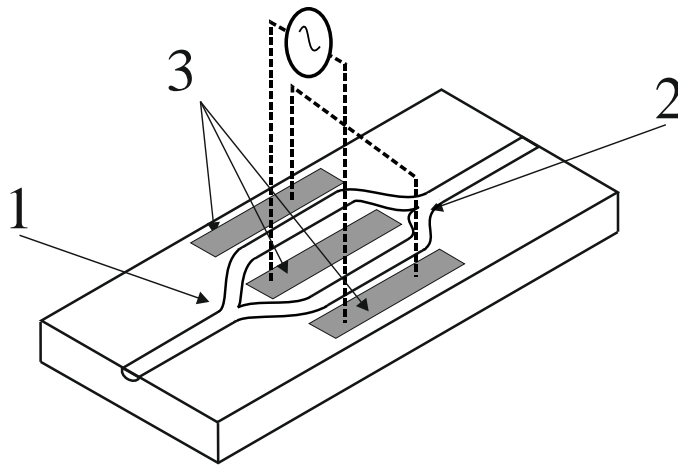


Рис. 4.4. Функциональная схема модулятора. 1 – пространственный фильтр, 2 – интегрально-оптический разветвитель. 3 – система управляющих электродов на двух независимых волноводных каналах. Штрих-пунктирными линиями показаны электрические связи.

Входная интенсивность света I_i делится на входном разветвителе на два независимых канала:

$$\begin{aligned} A_1 &= k_1 \sqrt{I_i} \exp[i(\omega t + \phi_1)], \\ A_2 &= \sqrt{(1 - k_1^2) I_i} \exp(i\omega t), \end{aligned} \quad (4.2)$$

где A_1 и A_2 – комплексные амплитуды световой волны в независимых каналах, ω – круговая частота света, k_1 – модуль комплексного коэффициента деления по амплитуде, ϕ_1 – фаза комплексного коэффициента деления по амплитуде, индекс 1 соответствует входному разветвителю. Подводимый к управляющим электродам электрический сигнал приводит к модуляции разности фаз световой волны в двух независимых каналах $\Delta\phi(V)$. На выходном разветвителе происходит сложение двух световых волн с учетом разности фаз, интерференция, в отсутствии взаимодействия оптического излучения между двумя независимыми каналами интенсивность света на выходе выходного пространственного фильтра описывается выражением:

$$\begin{aligned}
I_m = & \left(k_1 \sqrt{(1-k_2^2)} I_1 \exp \left\{ i \left(\omega t + \varphi_1 + \frac{\Delta\phi(V)}{2} \right) \right\} + \right. \\
& k_2 \sqrt{(1-k_1^2)} I_1 \exp \left\{ i \left(\omega t + \varphi_2 - \frac{\Delta\phi(V)}{2} \right) \right\} \Big) \times \\
& \left(k_1 \sqrt{(1-k_2^2)} I_1 \exp \left\{ i \left(\omega t + \varphi_1 + \frac{\Delta\phi(V)}{2} \right) \right\} + \right. \\
& \left. \left. k_2 \sqrt{(1-k_1^2)} I_1 \exp \left\{ i \left(\omega t + \varphi_2 - \frac{\Delta\phi(V)}{2} \right) \right\} \right) \right)^* .
\end{aligned} \tag{4.3}$$

где индекс 2 соответствует комплексному коэффициенту деления выходного разветвителя. После математических преобразований можно получить:

$$\begin{aligned}
I_m = I_i \times \\
\times \left((k_1^2 + k_2^2 - 2k_1^2 k_2^2) + 2 \left(k_1 k_2 \sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)} \right) \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \Delta\phi(V)) \right).
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Таким образом, из формулы (4.4) видно, что интенсивность света на выходе модулятора имеет косинусоидальную зависимость от разности фаз в каналах. Далее вводится понятие так называемого полуволнового напряжения, соответствующего изменению разности фаз между каналами на π . С учетом линейности электрооптического эффекта получаем:

$$\begin{aligned}
\Delta\phi(V_\pi) &= \pi, \\
\Delta\phi(V) &= \pi \frac{V}{V_\pi}.
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Для случая идеальных разветвителей с коэффициентом деления и 0.5 формула (4.4) преобразуется к хорошо известному виду:

$$I_m = I_i \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \times \frac{V}{V_\pi} \right). \tag{4.6}$$

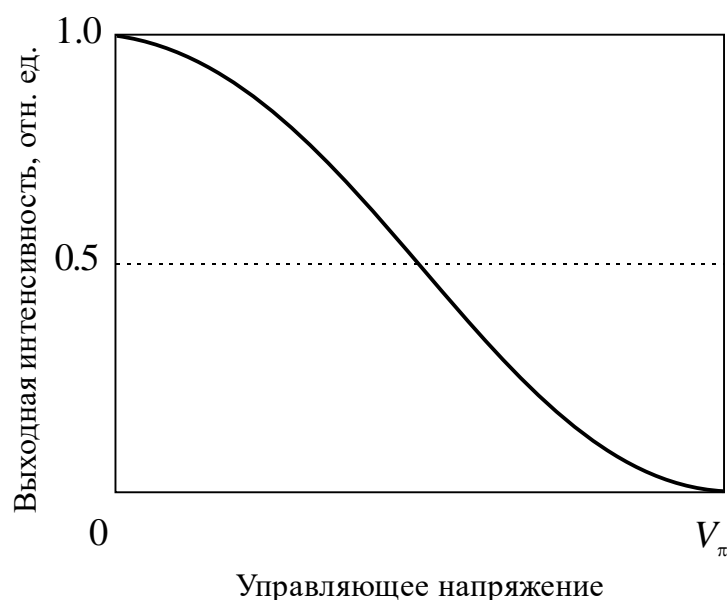


Рис. 4.5. Зависимость выходной интенсивности от напряжения на управляющих электродах.

Формула (4.6) позволяет охарактеризовать зависимость выходной интенсивности от коэффициентов деления разветвителей, которые определяют контраст интерферограммы или коэффициент экстинкции для модулятора. В случае отсутствия взаимодействия между независимыми каналами фазовые рассогласования могут быть скомпенсированы за счет выбора рабочей точки или постоянной составляющей модулирующего сигнала. Для получения высокого коэффициента экстинкции необходимо иметь модуль коэффициента деления обоих разветвителей, близкий по величине. Таким образом, такая важная характеристика модулятора, как коэффициент экстинкции, напрямую зависит от свойств разветвителей в составе интегрально-оптической схемы, а также коэффициента связи между каналами волноводного интерферометра.

Коэффициент экстинкции модулятора определяет в конечном итоге коэффициент модуляции интенсивности света:

$$e = -10 \times \log \left[\frac{1-m}{1+m} \right]. \quad (4.7)$$

На Рис. 4.6 представлена контурная диаграмма зависимости коэффициента модуляции от разности коэффициентов деления разветвителей. Для получения $e > 20$ дБ, что обеспечивает $m > 0.98$, необходимо, чтобы коэффициенты деления разветвителей отличались не более чем на 5 %.

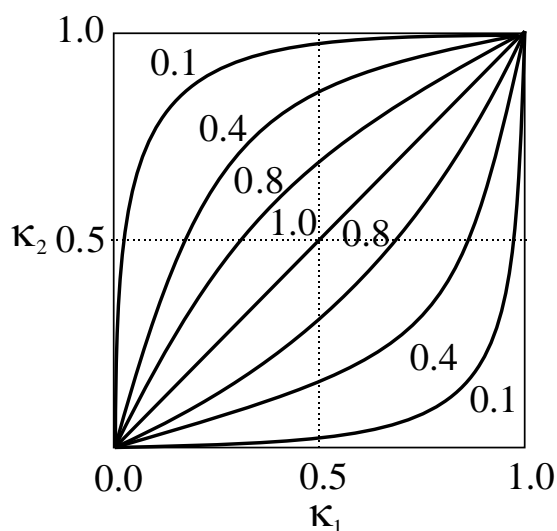


Рис. 4.6. Контурная диаграмма зависимости коэффициента модуляции (m) от коэффициентов деления ветвителей.

При одинаковых коэффициентах деления, отличающихся от идеального случая, при выполнении условия $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa = 1/\sqrt{2}$, возникают оптические потери.

Коэффициент экстинкции ограничивается оптическими шумами, связанными с рассеянием света в интегрально-оптической схеме и в областях стыковки схемы с входным и выходным волокном, а также паразитным взаимодействием двух независимых каналов, образованных параллельными волноводами в области электродов.

Далее рассмотрим некоторые элементы конструкции модулятора.

- *Входной фильтр.* Входной участок прямолинейного волновода, играющий роль пространственного фильтра, должен обеспечивать одномодовый режим распространения и минимальные оптические потери, учитывая потери на согласование с входным и выходным оптическими волокнами. Количественная оценка оптических потерь, связанных с рассогласованием мод, проводилась путем численного теоретического расчета интеграла перекрытия, экспериментально измеренных профилей и составила 1.26 дБ. Используя оценку потерь на согласование из результатов измерений полных потерь при стыковке образцов с одномодовым волокном, были определены внутренние, которые не превышают 0.014 дБ/мм.

- *Волноводный разветвитель.* Параметры волноводного разветвителя существенным образом влияют на характеристики интерферометра Маха-Цендера и модулятора в целом.

- *Направленный «X» - разветвитель.* Главным достоинством данной конфигурации являются малые оптические потери и отсутствие рассеянного излучения, снижающего контраст и коэффициент экстинкции. Однако данная конфигурация требует очень точного соблюдения технологических параметров

изготовления для соблюдения коэффициентов ветвления вблизи условий максимального коэффициента экстинкции $k_1 = k_2 = 1/\sqrt{2}$.

Поскольку коэффициент деления сильно зависит от технологии изготовления оптических волноводов, геометрические параметры 3 дБ ответвителя не могут быть определены только на основании теоретических расчетов. В процессе отработки технологии необходимы экспериментальные измерения зависимости коэффициента деления ответвителя от расстояния между волноводами. При расстоянии 18 – 20 мкм для волноводов согласованных с одномодовым оптическим волокном коэффициент связи слабо зависит от технологических параметров, в частности от времени отжига, а заданное значение коэффициента деления ($k = 0.5$) легко может быть получено путем увеличения длины участка взаимодействия.

- *Симметричный «Y» разветвитель.* Другая конфигурация интегрально-оптических разветвителей – так называемый симметричный «Y» разветвитель. В данной конфигурации коэффициент деления $k = 1/\sqrt{2}$ получается автоматически за счет геометрической симметрии и используемого принципа деления волнового фронта. Однако, в отличие от направленного «X» ответвителя, «Y» разветвителю присущи более высокие оптические потери, связанные с рассеянием из волноводной моды, что приводит к снижению коэффициента экстинкции. Величина потерь на рассеяние во многом определяется геометрией разветвления.

Результаты тестирования Y-разветвителей различной конфигурации, позволяют определить критический угол расхождения волноводов (0.6 град.). Превышение критического угла приводит к резкому возрастанию потерь на рассеяние из волноводного слоя.

- *Параллельные волноводы под СВЧ-электродами.* Для обеспечения низкого полуволнового напряжения необходимо иметь достаточно длинный участок двух параллельных канальных оптических волноводов (около 40 мм), при этом взаимодействие между каналами должно быть минимально, иначе сильно снижается коэффициент экстинкции модулятора, а при сильной связи вообще нарушается принцип действия модулятора. Коэффициент связи между параллельными канальными волноводами напрямую связан с размером волноводной моды. Для волноводов, согласованных с одномодовым оптическим волокном, при расстоянии d более 20 мкм коэффициент связи k составляет менее 5 м^{-1} , при этом доля мощности оптического излучения в соседнем волноводе составляет менее 5%, что обеспечивает коэффициент экстинкции лучше, чем 20 дБ. Значение расстояния $d = 20$ мкм определяет предельную минимальную величину расстояния между параллельными участками волноводов в зоне СВЧ электродов, что будет учтено при анализе конфигурации электродов (см. Рис. 4.7).

- *Практическая конфигурация модулятора.* На основании проведенных исследований отдельных компонентов, входящих в состав МЦИ, была

предложена конфигурация оптической схемы модулятора, представленная на Рис. 4.7.

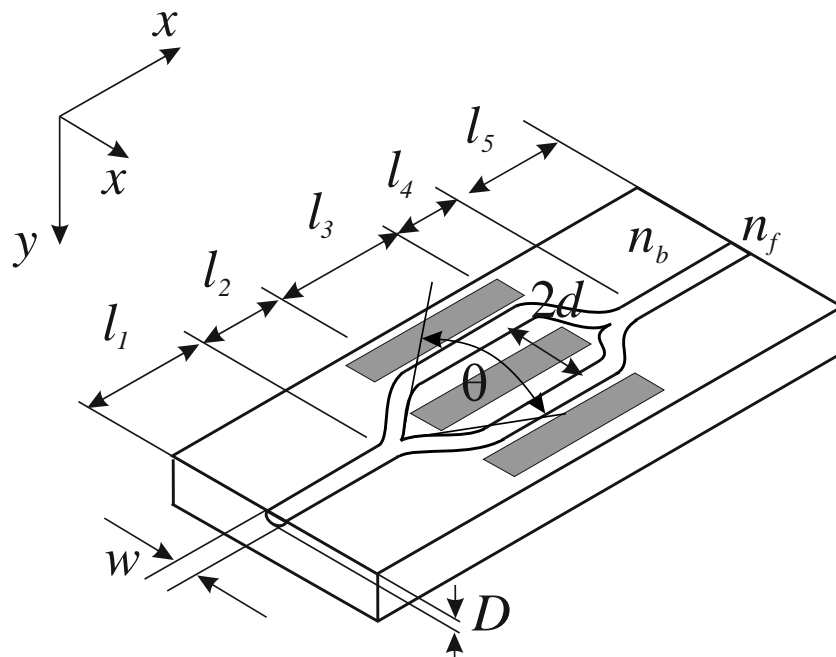


Рис. 4.7. Конфигурация оптической схемы модулятора на основе МЦИ и обозначения параметров для математического моделирования.

Анализ общей оптической схемы МЦИ проводится при помощи компьютерной симуляции. Для анализа используется метод распространения лучей (англ.: *beam propagation method, BPM*) и быстрое преобразование Фурье (*FFT*). Анализ схемы на основании диффузионных волноводов, имеющих сложный трехмерный профиль, является сложной математической задачей.

На первом этапе применяют метод эффективного показателя преломления (EIM), позволяющий значительно упростить анализ и перейти от двухмерного (2D) профиля распределения показателя преломления к одномерной (1D) задаче. Пространственное распределение показателя преломления волновода, сформированного в подложке ниобата лития методом термической диффузии титана, описывается выражением:

$$n(x, z) = n_b + (n_f - n_b) f(y) g(x), \quad (4.8)$$

$$\text{где } f(x) = \exp\left(-\left(\frac{y}{D}\right)^2\right), \quad (4.9)$$

$$g(x) = \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{W/2+x}{D} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{W/2-x}{D} \right] \right\}, \quad (4.10)$$

где n_b – показатель преломления подложки LiNbO_3 , n_f – максимальный показатель преломления волноводного канала на поверхности подложки, D – характерная длина диффузии, W – ширина полоска титана. Для нахождения эффективного показателя преломления используется нормализованное дисперсионное уравнение, которое определяет условия существования моды:

$$2V(x) = \int_0^{\xi_f} \sqrt{f(\xi) - b(x)} d\xi \cong (2m + 1.48)\pi, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.11)$$

$$V(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(n_f^2 - n_b^2)g(x)},$$

где $f(\xi_f) = b(x)$, λ – длина волны света. Решая численно уравнение (4.11), получаем выражение для одномерного распределения эффективного показателя преломления:

$$n(x, z) = n_b + (n_f - n_b)b(x)g(x), \quad (4.12)$$

Учитывая, что характерная разность показателя преломления подложки и канального волновода составляет 10^{-3} , мы можем применить ВМР, хорошо работающий для устройств с малым изменением показателя преломления. Методом быстрого преобразования Фурье (FFT) решается скалярное уравнение Гельмгольца для структуры с одномерным распределением показателя преломления, полученным после применения ЕИМ. Изменение амплитуды электрического поля оптического излучения при распространении по оптическому волноводу описывается как

$$E(x, z + \Delta z) = \exp \left[-j \left(kn_b \Delta z + \frac{\Delta z}{4kn_b} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ \left[-\alpha(x, z + \Delta z) - kn_b \left(\left(\frac{n_{\text{eff}}(x, z + \Delta z)}{n_b} \right)^2 - 1 \right) \right] \right\} \Delta z \times \quad (4.13)$$

$$\times E(x, z) + O(\Delta z^3),$$

где $O(\Delta z^3)$ – ошибка при использовании ВМР, α – показатель потерь в оптических волноводах. Задав поле световой волны на входе интегрально-оптической структуры $u_0(x,0)$, используя выражение (4.13), путем последовательных вычислений находим мощность на выходе интерферометра:

$$P_{out}(z) = \int u_0^*(x,0) E_{out}(x,z) dx. \quad (4.14)$$

Расчеты проводятся для экспериментально определенных параметров волноводов и оптимальных параметров отдельных компонентов МЦИ. На Рис. 4.8 показано рассчитанное распределение интенсивности оптического излучения внутри схемы волноводного МЦИ для случая отсутствия дополнительной разности фаз в плечах интерферометра и при разности фаз $\Delta\varphi = \pi$, которая соответствует закрытому состоянию модулятора при приложении управляющего электрического поля.

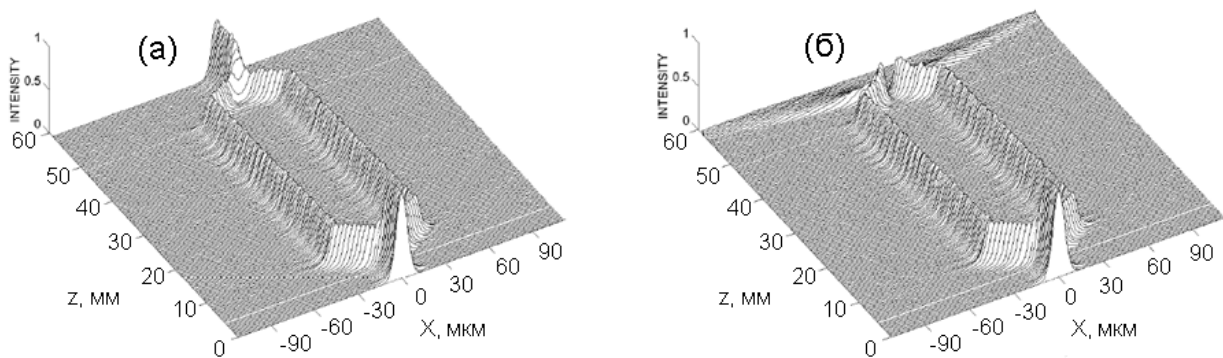


Рис. 4.8. Результаты компьютерного моделирования МЦИ. (а) При нулевой разности фаз в плечах интерферометра $\Delta\varphi = 0$, (б) при разности фаз $\Delta\varphi = \pi$, за счет приложения управляющего поля.

- *Конфигурация СВЧ-электродов бегущей волны.* Как уже было показано выше, для эффективной СВЧ модуляции необходимо создать электроды, в которых фазовая скорость бегущей СВЧ волны совпадает с групповой скоростью бегущего по оптическому волноводу оптического излучения. Характерные поперечные размеры оптимальной оптической схемы СВЧ модулятора составляет десятки микрон. Это ведёт к тому, что структуры, которые должны обеспечивать концентрацию электрического поля модулирующей СВЧ волны, также должны иметь подобные поперечные размеры. Следовательно, для частот порядка десятка ГГц поперечные размеры СВЧ структуры составляют величину, много меньшую длины волны. Поэтому для описания поведения таких структур может быть использована теория длинных линий.

Теоретический анализ распространения модулирующей СВЧ волны внутри модулятора основывался на модели волновода линии, характеристики которого рассчитываются методом конечных элементов с использованием квази-ТЕМ приближения. Далее для вычисления оптико-электрических характеристик модулятора процесс взаимодействия модулирующей и модулируемой оптической волны рассчитывался аналитически с использованием уравнений, полученных интегрированием фазовых смещений, вызываемых присутствием поля модулирующей волны в интегрально-оптическом волноводе, по всей длине области взаимодействия модулирующей и модулируемой волн.

При распространении волны в полубесконечной двухпроводной длинной линии с малыми потерями комплексная амплитуда разности потенциалов между проводниками будет описываться выражением:

$$\dot{U}(x) = \dot{U}_0 e^{\gamma x} = \dot{U}_0 e^{(\alpha + j\beta)x}, \quad (4.15)$$

где γ – постоянная распространения волны в линии, α – коэффициент затухания волны в линии, β – фазовая постоянная.

Фазовая скорость распространения волны в такой длинной линии будет определяться выражением:

$$V = \frac{\omega}{\beta}. \quad (4.16)$$

Длинная линия характеризуется такими параметрами как погонное сопротивление её проводников (R), погонная емкость (C), погонные утечки (G) и погонная индуктивность (L).

При этом постоянная распространения связана с погонными параметрами длинной линии соотношением:

$$\gamma = \sqrt{(R + \omega iL)(G + \omega iC)}, \quad (4.17)$$

где R – погонное сопротивление проводников длинной линии, G – погонные утечки длинной линии, C – погонная ёмкость, L – погонная индуктивность.

Длинная линия обладает такими параметрами, как коэффициент затухания, эффективный показатель преломления СВЧ волны в линии, волновое сопротивление. Получим выражения для основных параметров длинной линии через ее погонные характеристики. В случае длинной линии с малыми потерями в проводниках и пренебрежимо малыми утечками, постоянная распространения может быть записана в виде:

$$\gamma = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + i\omega\sqrt{LC} = \alpha + i\beta, \quad (4.18)$$

где коэффициент затухания волны α соответствует реальной части комплексной постоянной распространения:

$$\alpha = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (4.19)$$

Волновое сопротивление длинной линии может быть записано в виде:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4.20)$$

Скорость распространения волны может быть записана в виде:

$$V = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (4.21)$$

а эффективный показатель преломления – в виде:

$$N_m = \frac{c}{V} = c\sqrt{LC}. \quad (4.22)$$

Приведённые выше выражения позволяют вычислить постоянную распространения для любой длинной линии, зная её погонные параметры.

Погонные параметры длинной линии могут быть вычислены методом конечных элементов на основе данных о поперечном сечении длинной линии.

Отметить, что длинная линия, состоящая из электродов той же формы, расположенных в вакууме, будет обладать той же погонной индуктивностью L , но иной погонной ёмкостью C_0 . Скорость распространения волны в такой линии будет равна скорости света $1/\sqrt{LC_0} = c$. Выражения для СВЧ параметров линии могут быть переписаны как

$$N_m = \sqrt{\frac{C}{C_0}}, \quad (4.23)$$

$$\alpha = \frac{Rc\sqrt{CC_0}}{2}, \quad (4.24)$$

$$Z_0 = \frac{1}{c\sqrt{CC_0}}. \quad (4.25)$$

Таким образом, волновое сопротивление и эффективный показатель преломления могут быть найдены численно путём расчёта погонной ёмкости электродов, а также погонной ёмкости аналогичных электродов, расположенных в вакууме, без непосредственного вычисления погонной индуктивности.

Отметим также, что коэффициент затухания α зависит от частоты, поскольку вследствие скин-эффекта от частоты зависит погонное активное сопротивление R . Потери, вызванные затуханием СВЧ волны во время прохождения через СВЧ электроды модулятора, являются одним из факторов, ограничивающих его рабочую полосу.

При известных характеристиках длинной линии, определяемых геометрией электродов модулятора, имеется возможность проанализировать процесс взаимодействия оптического излучения внутри модулятора с бегущей СВЧ волной.

Частотная характеристика электрооптического отклика модулятора бегущей волны при одновременном учёте рассогласования и потерь в проводниках будет определяться выражением:

$$H(f) = \sqrt{\frac{1 - 2 \exp\{-\alpha(f)L\} \cos(2\xi f) + \exp\{-2\alpha(f)L\}}{(\alpha(f)L)^2 + (2\xi f)^2}}. \quad (4.26)$$

Здесь $\alpha(f) = \alpha_0 \sqrt{f}$ частотно-зависимое затухание электрического сигнала в электродах, обусловленные скин-эффектом, α_0 [Нп/(м \times √Гц)] – коэффициент затухания, L – длина области взаимодействия модулируемой и модулирующей волн.

Конструктивной особенностью интегрально-оптических модуляторов является то, что межэлектродный зазор составляет порядка 10 мкм, в то время как длину взаимодействия стараются сделать максимальной для уменьшения управляющего напряжения. В случае электрооптических модуляторов на подложках ниобата лития длина электродов может составлять несколько сантиметров, что превосходит длину волны модулирующего сигнала с частотой модуляции 10 ГГц и выше. Поэтому для обеспечения эффективной модуляции используют технику бегущей волны, когда распространение вдоль электродов волны напряжения происходит ровно с той же скоростью и в том же направлении, в котором перемещается огибающая распространяющейся по волноводу оптической волны. При отсутствии потерь в СВЧ электродах рабочая полоса такого модулятора не была бы ограничена. Любая разница в скоростях двух волн создает фазовый набег, который увеличивается с частотой или длиной взаимодействия и в конечном счете ограничивает частотную полосу модулятора:

$$B = \frac{1.4 \times c}{\pi |n_o - n_\mu| L}, \quad (4.27)$$

где B – полоса модуляции электрического сигнала, n_o и n_μ – это оптический и микроволновый эффективные показатели преломления, c – скорость света в вакууме (см. Рис. 4.9).

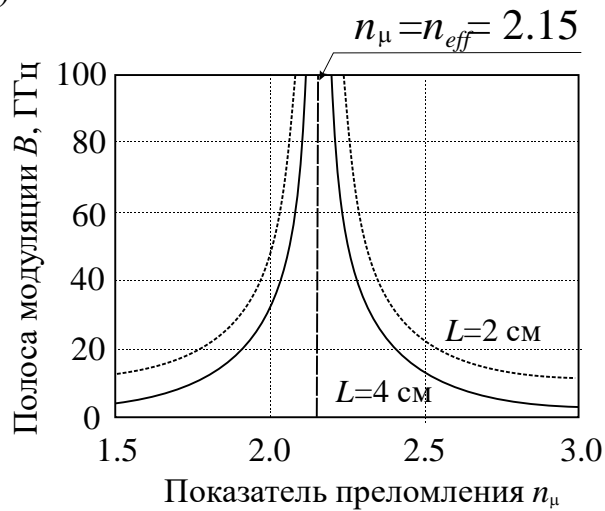


Рис. 4.9. Зависимость полосы частот B от рассогласования скоростей при разных длинах взаимодействия.

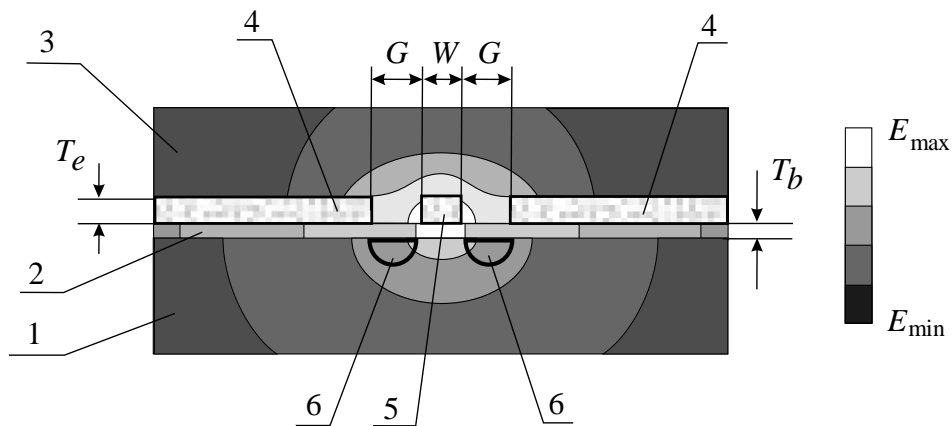


Рис. 4.10. Распределение электрического поля в поперечном сечении СВЧ электродов бегущей волны, выполненных в виде копланарной линии. Амплитудный модулятор Маха-Цендера на подложке X – среза.

1 – подложка LiNbO_3 , 2 – буферный слой SiO_2 , 3 – воздух, 4 – электроды, 5 – центральный, «земляной» электрод, 6 – оптические волноводы, G – расстояние между электродами, W – ширина «земляного» электрода, T_e – толщина буферного слоя, T_b – толщина электродов.

В идеальном случае характеристический импеданс электродов должен совпадать с обычным системным импедансом в 50 Ом, чтобы избежать больших сигнальных отражений; однако точного согласования обычно трудно добиться.

В качестве примера рассмотрим конфигурацию электродов бегущей волны на X-срезе кристаллической подложки ниобата с копланарными электродами, симметрия которой имеет преимущество удобного согласования с коаксиальным СВЧ входом.

Поперечное сечение модели изображено на Рис. 4.10.

Использовавшиеся в модели материалы и их свойства:

Подложка – ниобат лития ($\epsilon_x = \epsilon_y = 43$, $\epsilon_z = 28$).

Диэлектрический буферный слой – диоксид кремния ($\epsilon = 3.9$).

Материал электродов – серебро ($\sigma_{Ag} = 62.5 \times 10^6$ См/м), золото ($\sigma_{Au} = 45.5 \times 10^6$ См/м).

В анализируемой геометрии ширина центрального (горячего электрода) и фиксированными параметрами принимались $W = 12$ мкм, $G = 15$ мкм, которые в процессе изготовления однозначно задаются топологией фотолитографической маски. Данные значения были выбраны из следующих соображений: воспроизводимость пропечатывания фотолитографической маски, устойчивость к смещениям и перекосам при совмещении, возможность создания толстых покрытий, что, как показал анализ, является необходимым условием достижения широкой частотной полосы модулятора.

Толщина буферного слоя и токоведущих (металлических) частей электродов являются варьируемыми параметрами для управления характеристиками электродов, что позволяет оптимизировать структуру электродов без изменения их топологии.

На первом этапе с помощью метода конечных элементов проводится вычисление погонной емкости СВЧ структуры. Типичный вид рассчитанного распределения электрического поля в поперечном сечении рассматриваемой структуры СВЧ электродов представлен на Рис. 4.10.

Далее воздух, диэлектрический буферный слой и подложка удалялись из модели, и проводился расчет погонной емкости в вакууме и погонного сопротивления токоведущих частей. Из результатов численных расчетов определялись волновое сопротивление электродов модулятора и эффективный показатель преломления бегущей СВЧ волны, а также рабочая полоса частот модулятора. Результаты компьютерного моделирования представлены на Рис. 4.11 в виде семейства зависимостей эффективного показателя преломления и рабочей полосы модулятора при изменяющихся толщинах диэлектрического буферного слоя (T_b) и токопроводящих частей электродов (T_e)

Зависимости полосы частот имеют ярко выраженный максимум, который соответствует условию согласования фазовой скорости бегущей модулирующей СВЧ волны и групповой скорости распространяющегося по оптическим волноводом света, когда эффективный показатель преломления

копланарной линии в СВЧ диапазоне становится равным групповому преломления показателю оптических волноводов ($\lambda = 1550$ нм, $n_b = 2.18$).

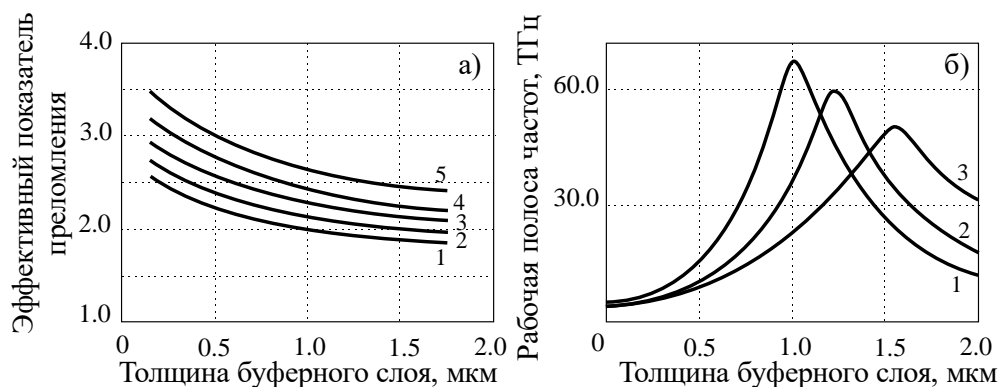


Рис. 4.11. Результаты компьютерного моделирования СВЧ электродов. (а): зависимость эффективного показателя преломления бегущей СВЧ волны, для разных толщин токоведущих частей T_e . 1 – 5 мкм, 2 – 10 мкм, 3 – 15 мкм, 4 – 20 мкм, 5 – 25 мкм. (б): зависимость рабочей полосы частот модулятора. 1 – 5 мкм, 2 – 10 мкм, 3 – 15 мкм.

Из полученных результатов видно, что предложенная топология обеспечивает полосу частот 20 ГГц при разумных толщинах буферного слоя ~ 1 мкм для толщины металлических частей электродов более 20 мкм, что почти в два раза превосходит межэлектродный зазор. Создание толстых металлических рисунков с требуемой точностью по пространственному разрешению представляет собой отдельную технологическую задачу.

4.4 Список контрольных вопросов к Главе 4

1. Опишите, в чём принципиальное отличие ёмкостных электродов от электродов бегущей волны? Сделайте оценку максимальной скорости модуляции света для случая ёмкостных электродов.
2. Опишите работу интерферометра Маха-Цендера в интегрально-оптическом исполнении.
3. Дайте определение фазовой и групповой скоростей электромагнитной волны.
4. Оцените, сколько периодов СВЧ волн приходится на 1 см электродов при частоте модуляции 30 ГГц.

ГЛАВА 5. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МОДУЛЯТОРОВ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Изготовление СВЧ интегрально-оптического модулятора с электродами бегущей волны на ниобате лития состоит из нескольких этапов, каждый из которых по-своему важен, и малейшая неточность, допущенная на каждом из этапов, может существенным образом сказаться на его характеристиках. Можно перечислить следующие основные этапы:

- подготовка поверхности пластины (вейфера) ниобата лития определённого диаметра и толщины для процессов фотолитографии;
- изготовление линейного волновода (для ФМ-модулятора) или структуры волноводов в виде интерферометра Маха-Цендера (для АМ-модулятора);
- нанесение СВЧ электродов и электродов управления РТ;
- резка пластины ниобата лития на отдельные чипы, шлифовка и полировка их торцов;
- сборка модулятора в корпус (установка и пайка в корпусе модулятора переходных электрических плат, установка чипа с заранее подклеенными оптическими волокнами к его торцам, в корпус, установка СВЧ электрических разъёмов);
- тестирование готового модулятора.

Здесь мы не будем рассматривать этапы разработки и изготовления фотошаблонов, а также этапы фотолитографии.

Технические подробности этапа сборки модулятора в корпус также выходят за рамки нашего изложения. Здесь лишь отметим, что для успешной корпусировки следует обратить самое тщательное внимание на качество изготовления корпуса (наличие мельчайших заусенцев, или малейшие отклонения от размеров, указанных в документации), а также к установке переходных плат и СВЧ разъёмов.

Далее будут рассмотрены все перечисленные этапы изготовления.

Начнём с монокристалла ниобата лития. Ниобат лития – материал, который в силу своей принадлежности к группе симметрии $3m$ обладает большим набором физических, электрических и оптических эффектов. Наличие электрооптического эффекта обуславливает использование этого материала для модуляторов. Однако другие эффекты могут сыграть паразитную роль, если не будут приняты во внимание на всех этапах изготовления модулятора: начиная от подготовки пластин к процессу фотолитографии и заканчивая финальной корпусировкой модулятора. Поэтому остановимся подробнее на описании некоторых свойств ниобата лития.

5.1 Ниобат лития. Основные физические свойства

Ниобат лития является сегнетоэлектриком со сравнительно большой собственной поляризацией вдоль оси z и относится к кристаллографической группе $3m$. Некоторые его характеристики перечислены в Таблице 5.1 [120, 358]. Температура фазового перехода 2-го рода (температура Кюри) составляет 1483 К. Материал стабилен при комнатной температуре.

Помимо того, что ниобат лития является широко используемым материалом в электрооптике, он также обладает сравнительно большими пьезоэлектрическими коэффициентами и применяется для компонент электроники, использующих в своей работе поверхностные акустические волны (ПАВ). Это, например, фильтры промежуточной частоты для телевизионных приёмников и радиочастотные фильтры для мобильных телефонов. Ниобат лития является третьим по объёмам производства в мире кристаллическим материалом, после кремния и арсенида галлия.

Технологии роста кристаллов ниобата лития достигли высокого уровня, и высококачественные подложки из этого материала диаметром до 6 дюймов доступны сегодня к покупке за относительно небольшую цену. Также появилась возможность микрообработки материала с использованием технологий быстрого прототипирования, что способно сократить время разработки устройств на его основе.

Кристаллы ниобата лития прозрачны в диапазоне длин волн от 0.33 мкм до 4.5 мкм, то есть в диапазоне от видимого света до инфракрасного. Показатель преломления в этом диапазоне длин волн практически постоянен и меняется в диапазоне от 2.1 до 2.2. Поскольку зависимость оптических свойств от длины волны весьма слаба в диапазоне длин волн, используемых оптическими телекоммуникационными системами, модуляторы на основе ниобата лития хорошо подходят для оптических телекоммуникационных систем, использующих разделение сигналов по длинам волн (WDM).

Особо важную роль при проектировании электрооптических устройств играют электрические свойства ниобата лития. Как и у прочих материалов, обладающих пьезоэлектрическим эффектом, электрические свойства ниобата лития зависят от механической нагрузки на кристалл. Различают диэлектрические постоянные и электрооптические коэффициенты для механически свободного и для механически зажатого кристалла. При этом термин «механически зажатый кристалл» относится к случаю, когда поле, воздействующее на кристалл, изменяется с такой частотой, что механически вещество кристалла не успевает перемещаться вследствие пьезоэффекта за переменным электрическим полем. Как можно видеть из Таблицы 5.2 [358], приведённые в литературе диэлектрические постоянные в ниобате лития действительно зависят от частоты.

Таблица 5.1. Характеристики кристалла ниобата лития

Характеристика	Значение
Точечная группа	3m
Пространственная группа	R3C
Постоянные решетки (А)	a=15.5 , c=13.863
Температура плавления (С)	1255±5
Точка Кюри (С)	1140±5
Плотность (г/см ³)	4.64
Пироэлектрический коэффициент (Кл /м2*С)	-8.3×10 ⁻⁵ (при 25С)
Зона прозрачности (нм)	400...5200
Коэффициент поглощения	0.1 (на длине волны 1064 нм)
показатели преломления	$n_0 = 2.200, n_e = 2.146$ (на длине волны 1300 нм) $n_0 = 2.2967, n_e = 2.2082$ (на длине волны 632.8 нм)

Таблица 5.2 Диэлектрические постоянные кристалла ниобата лития

Частота	ϵ_{11}	ϵ_{33}
100 кГц	84.6	29.1
10 МГц	44.3	27.6
100 МГц	44.1	23
1 ГГц	43.9	23.7
9 ГГц	42.5	26
ИК	41.5	44

Экспериментально измеренные разными авторами электрооптические коэффициенты для механически свободного и механически зажатого кристалла ниобата лития приведены в Таблице 5.3.

Как можно видеть, данные несколько отличаются от источника к источнику, что можно объяснить зависимостью характеристик кристалла от конкретной технологии его выращивания.

Таблица 5.3. Электрооптические коэффициенты кристалла ниобата лития

Усл. номер источника	$r_{13}(T)$	$r_{22}(T)$	$r_{33}(T)$	$r_{51}(T)$	$r_z(T)$
1	-	3.3	-	32	17.4
2	-	6.7	-	-	19
3	10	6.8	32.6	32.6	-
4	-	-	-	-	17.8
5	10.9	-	34.0	-	19.4
6	-	-	-	-	17
7	-	6.4	-	-	-
8	11.0	-	36.7	-	-
9	-	5.1	22.3	-	-
10	9.6	6.7	31	32	-
11	-	6.7	-	-	18
12	9.5	-	31.2	-	-
13	10.5	-	31.4	-	-

Усл. номер источника	$r_{13}(S)$	$r_{22}(S)$	$r_{33}(S)$	$r_{51}(S)$	$r_z(S)$
1	8.6	3.4	30.8	28	20.58
2	8.56	-	30.47	-	18.54
3	-	7.9	-	-	18.2
4	10.9	-	34.0	-	-
5	7.7	3.4	28.8	-	-

Численные значения r_{ij} представлены в единицах 10^{-12} м/В.

5.2 Подложки (вэйферы) из ниобата лития

В качестве материала для изготовления подложек для интегрально-оптических модуляторов используют нелегированный монокристаллический ниобат лития (X -срез и Z -срез), выращенный методом Чохральского из расплава конгруэнтного состава (48.45 мол. % Li_2O и 51.55 мол. % Nb_2O_5). Ниобат лития поставляется в виде пластин диаметром 76 мм, 100 мм и толщиной 1 и 0.5 мм.

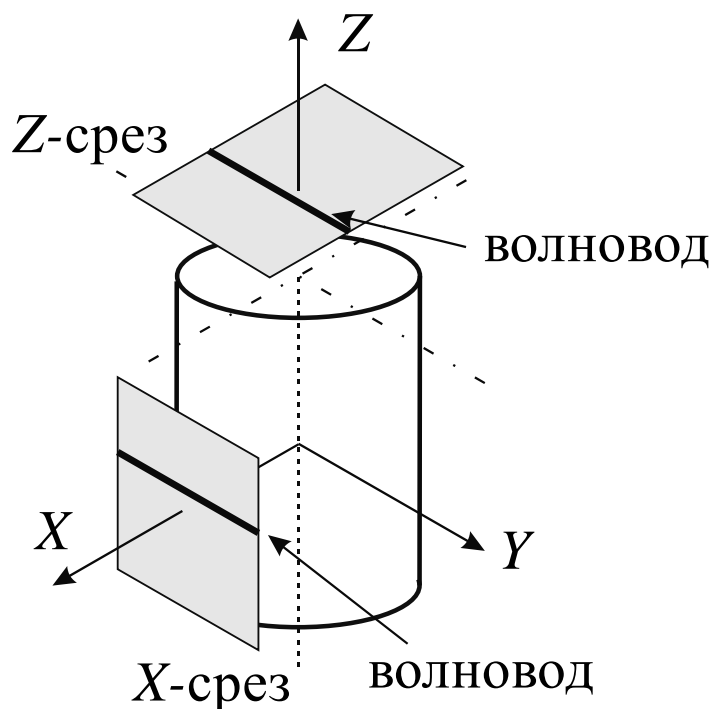


Рис. 5.1. Z - и X -срезы, используемые для изготовления модуляторов на основе ниобата лития. В обоих срезах изготавливаемые волноводы ориентированы параллельно оси Y .

На Рис. 5.1. показана цилиндрическая буля монокристалла ниобата лития. Ось Z ориентирована параллельно относительно оси симметрии цилиндра. Ориентация осей X и Y находится по рентгеновскому рассеянию. Иногда, по просьбе потребителя, производитель буль сам помечает ориентацию осей X и Y .

К подложке предъявляются следующие требования:

- 1) Материал: нелегированные монокристаллы LiNbO_3 .
- 2) Требования к качеству материала: наивысшее оптическое качество.
- 3) Допуск ориентации по осям x , y , z : ± 0.2 град.
- 5) Обработка поверхностей: верхняя грань – глубокая шлифовка и полировка (ГШП), чистота поверхности – II класс. Нижняя грань yz – просветление, остальные грани – шлифовка.
- 7) Клин (параллельность между верхней и нижней гранями): $< 3'$.

Перед изготовлением волноводов на вэйферах ниобата лития требуется тщательный контроль состояния поверхности, особенно это критично при

изготовлении волноводов по технологии протонного обмена. Это связано с тем, что в некоторых случаях в процессе полировки вейферов царапины и другие поверхностные дефекты могут заполняться частицами ниобата лития и полирующего материала. Эти «заполированные» дефекты не всегда различимы при наблюдении в оптический микроскоп даже при увеличениях 500-1000 крат. Такие дефекты могут быть выявлены при наблюдении поверхности ниобата лития в режиме темного поля.

Таблица 5.4 – Влияние обработки поверхности образцов СQT перед ПО на оптические характеристики планарных волноводов

Вид обработки вэйфера перед изготовлением волноводов по технологии протонного обмена	$\Delta n_e(0)$	δ , мкм
Исходный НЛ (обработка в парах ИПС, 10 мин)	0.0263	4.87
Обработка в ПАР, $\sim 70^\circ\text{C}$, 10 мин	0.0246	5.04
Обработка в ПАР, $\sim 70^\circ\text{C}$, 10 мин и в ПСР, $\sim 70^\circ\text{C}$, 10 мин	0.0270	4.95
Обработка в ПАР, $\sim 70^\circ\text{C}$, 10 мин + обработка в ПАК-2, 2 мин	0.0241	5.08

Состав ПСР – $\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$

Заполированные дефекты становятся различимы на светлопольных изображениях только после продолжительной обработки в перекисно-аммиачном растворе.

Имеющиеся дефекты увеличивают оптические потери канальных волноводов, а поверхностные загрязнения, появившиеся при полировке вейферов, препятствуют процессу формирования волноводов.

Таким образом, поверхность вейферов ниобата лития перед изготовлением оптических волноводов должна быть тщательно очищена от различных загрязнений, в том числе, от тех загрязнений, которые образовались при химико-механической обработке вейферов в процессе полировки. Однако, следует учитывать, что очистка поверхности в различных окислительных средах будет влиять на оптические характеристики формируемых волноводов, в особенности при изготовлении по технологии протонного обмена (Таблица 5.4).

Ниобат лития имеет значительные преимущества перед другими электрооптическими материалами как материал для изготовления электрооптических модуляторов. Его электрооптический коэффициент r_{33} – один из самых больших для неорганических соединений. Результатом этого являются сравнительно небольшие электрические напряжения, необходимые для

управления оптическим излучением. Кроме этого, ниобат лития может использоваться для управления оптическим излучением полями частот вплоть до миллиметрового диапазона, что позволяет создавать эффективные широкополосные электрооптические модуляторы с частотами управляющих сигналов до десятков и даже сотен гигагерц.

Из круга задач, который исторически ставился перед интегральными электрооптическими модуляторами, то есть высокочастотная и сверхвысокочастотная модуляция оптического излучения с использованием малых мощностей, формализовались требования к их техническим характеристикам.

5.3 Технологии изготовления волноводов на подложках ниобата лития

Диффузия ионов различных металлов может использоваться для создания волноводных слоев или каналов в подложках LiNbO_3 и LiTaO_3 . В то же время данная техника не применима для изготовления волноводов в других электрооптических сегнетоэлектриках, таких BaTiO_3 , KNbO_3 , или SBN . В настоящее время диффузия титана является наиболее распространенной технологией для изготовления волноводов в LiNbO_3 . Кроме того, диффузия является удобным методом для легирования волноводной области кристаллов с целью увеличения фоторефрактивной чувствительности, используемой для голографической записи брэгговских решеток.

5.3.1 Диффузия титана

На Рис. 5.1 показаны основные технологические этапы изготовления оптического волновода при помощи метода термической диффузии ионов титана в подложку. Термическая диффузия тонкой пленки титана, напыленной на поверхность подложки, широко используется для изготовления оптических волноводов в LiNbO_3 а также в LiTaO_3 . Большинство коммерчески доступных интегрально-оптических устройств на основе диэлектрических волноводов базируются на титано-диффузных волноводах в LiNbO_3 . Процесс термической диффузии состоит из нескольких этапов, полное физическое описание которых еще требует уточнения. Тем не менее, сильно упрощенная модель процесса термической диффузии титана выглядит следующим образом. При температуре выше $500\text{ }^\circ\text{C}$ происходит окисление титана до TiO_2 , начиная с $600\text{ }^\circ\text{C}$ на поверхности подложки формируется эпитаксиальный слой кристаллитов LiNb_3O_8 , связанный с потерей лития. Для температур выше $950\text{ }^\circ\text{C}$ формируется смешанный оксид $\text{TiO}:65\text{NbO}:35/\text{O}_2$, который является источником диффузии.

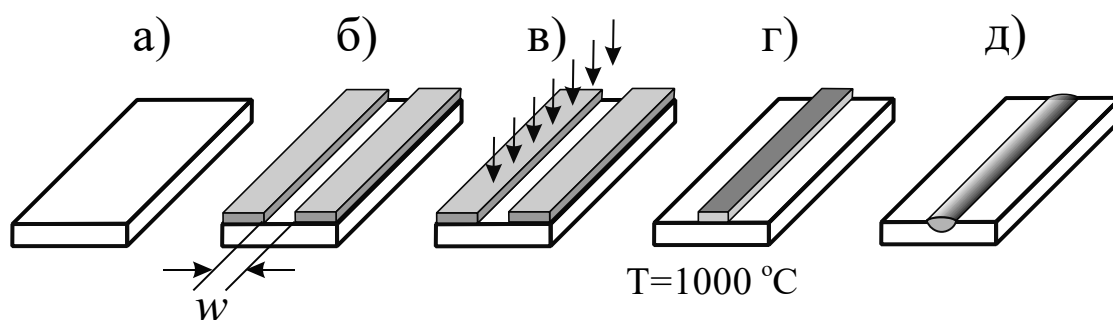


Рис. 5.2. Основные этапы изготовления оптического волновода при помощи термической диффузии титана, w – ширина маски. а): подложка ниобата лития; б): литографическая маска – фоторезист; в): напыление тонкой плёнки Ti, толщина плёнки 100 нм, ширина 6 мкм; г): термическая диффузия при температуре 1000 °С, в течение 20 часов; д): каналный оптический волновод, толщина волновода 150 нм над поверхностью, 2 мкм внутрь подложки.

При увеличении времени отжига титан диффундирует в глубину подложки и слой смешанного оксида распадается. В LiNbO_3 описанные процессы приводят к линейному увеличению необыкновенного показателя преломления с ростом концентрации титана и слегка нелинейному росту обыкновенного показателя преломления. Большее изменение наблюдается для необыкновенного показателя преломления, при этом не происходит заметного снижения электрооптических и нелинейно оптических характеристик.

5.3.2 Диффузия железа и меди

Фоторефрактивная чувствительность волнопроводов в сегнетоэлектрических кристаллах может быть значительно увеличена за счет легирования. Наиболее удобным методом легирования является термическая диффузия ионов подходящих металлов, например, железа и меди. Данный метод хорошо комбинируется с диффузией титана в подложки LiNbO_3 и LiTaO_3 [359-361]. Изготовленные $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}; \text{Cu}$ и $\text{LiTaO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ оптические волнопроводы имели фоторефрактивную чувствительность на порядок выше, чем у нелегированных образцов. Было изучено влияние концентрации легирующих металлов на изменение показателя преломления. Показано, что оба показателя преломления (обыкновенный и необыкновенный) увеличиваются линейно с ростом концентрации железа в LiNbO_3 [362], в то же время увеличение концентрации меди ведет к существенно меньшим и негативным изменениям показателей преломления. Было показано, что волнопроводы могут быть изготовлены только за счет диффузии железа (без титана) [362, 363]. Кроме того, темновая проводимость растет при диффузии железа и может превысить фотопроводимость для сильно легированных образцов [364]. На Рис. 5.3

представлены профили концентрации титана и железа для планарного волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, изготовленного методом термической диффузии [361]. Восстановленный профиль изменения показателя преломления Δn_e хорошо согласуется с аппроксимацией двумя гауссовыми распределениями концентрации титана и железа.

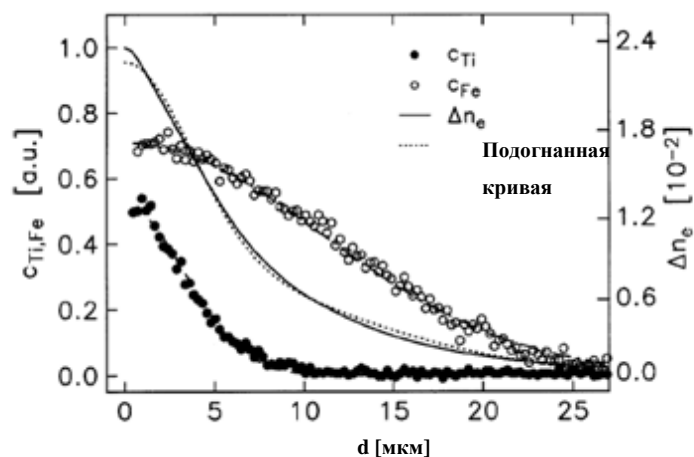


Рис. 5.3. Профили концентрации титана (c_{Ti}) и железа (c_{Fe}), а также восстановленный профиль изменения необыкновенного показателя преломления (Δn_e) [360].

5.3.3 Другие материалы для диффузии

Большое количество других металлов могут диффундировать в подложку LiNbO_3 с образованием волноводного слоя, например, ванадий, никель, неодим, кобальт, серебро и золото, однако лучшие результаты (с точки зрения оптических характеристик волнопроводов) были получены именно на титане. Было обнаружено, что диффузия цинка в LiNbO_3 приводит к образованию волнопроводов с малой фоторефрактивной чувствительностью и высокой устойчивостью к оптическому повреждению [365]. Оба собственных показателя преломления увеличиваются, при этом коэффициент диффузии для цинка на два порядка выше, чем для титана. Нагревание кристаллической подложки LiNbO_3 или LiTaO_3 выше 600°C приводит к потере Li или Li_2O вблизи поверхности подложки за счет эффекта обратной диффузии и, соответственно, к увеличению необыкновенного и уменьшению обыкновенного показателя преломления [366]. Было показано, что данный эффект может использоваться для формирования одномодовых и многомодовых оптических волнопроводов для света с необыкновенной поляризацией [367]. Для технологического процесса изготовления канальных волнопроводов методом термической диффузии титана это паразитный эффект, приводящий к утечке оптического излучения из

волноводного канала. Разработано несколько методов предотвращения обратной диффузии лития в процессе отжига [368, 369], наиболее распространенным является использование насыщенной водяными парами и парами лития атмосферы.

5.3.4 Ионный обмен

Для увеличения показателя преломления необходимо изменить молекулярную структуру материала. В некоторых кристаллических подложках это может быть реализовано простым и дешевым методом ионного обмена. Технология протонно-ионного обмена хорошо зарекомендовала себя для подложек LiNbO_3 и LiTaO_3 . Волноводы, изготовленные по данной технологии, имеют высокое оптическое качество и особенно подходят для применений, где используется высокая интенсивность света, например, для генерации второй гармоники и волноводных лазеров. Различные источники ионов могут использоваться, и протонный обмен может комбинироваться с поверхностным легированием волноводного слоя.

а) Протонный обмен

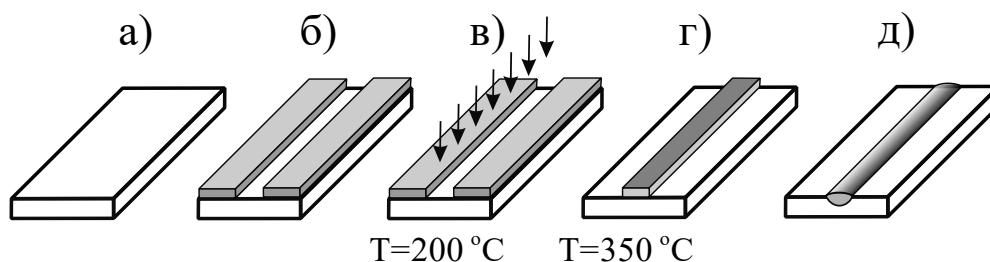
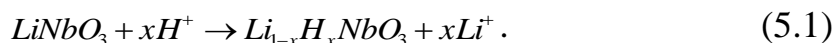


Рис. 5.4 Основные технологические этапы изготовления оптических волноводов при помощи низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом.

а): подложка ниобата лития; б): литографическая маска – фоторезист; в): протонный обмен при температуре 200 °С; г): отжиг при температуре 350 °С; д): каналный оптический волновод.

Как правило, это низкотемпературный процесс (по сравнению с термической диффузией): температура ~ 200 °С обычно используется для изготовления волноводов на подложках LiNbO_3 and LiTaO_3 [370, 371]. Физика процесса связана с замещением ионов лития в кристаллической подложке на протоны (ионы водорода) из соответствующей кислоты. Для формирования волновода необходимо частичное замещение, описываемое следующей химической реакцией:



Здесь величина x , $0 \leq x \leq 1$, определяет степень обмена. Наиболее часто в технологии протонного обмена в качестве источника протонов используется расплав бензойной кислоты, в который погружается подложка. Добавление в расплав определенного количества бензоната лития используется для контроля кислотности [370]. Можно использовать другие альтернативные источники протонов, такие как фосфорная кислота [372, 373], или сернокислая кислота [374]. Обзор работ в области протонного обмена приведен в статьях [375, 376].

Протонный обмен приводит к увеличению необыкновенного показателя преломления, в то время как обыкновенный показатель преломления уменьшается [372]. Без последующей обработки образующийся в ходе протонного обмена профиль изменения показателя преломления имеет ступенчатую форму. Величина максимального изменения показателя преломления зависит от используемой кислоты. Характерные значения для бензойной кислоты составляют $\Delta n_e = 0.12$, $\Delta n_o = -0.05$ в LiNbO_3 [370, 372]. Наибольшее изменение необыкновенного показателя преломления ($\delta n_e = 0.145$) в LiNbO_3 было получено при использовании фосфорной кислоты. Несмотря на то, что обыкновенный показатель преломления уменьшается при протонном обмене наблюдается слабая волноводная мода при обыкновенной поляризации света [377, 378], что может быть связано с формированием тонкого слоя ромбоэдрической β_1 -фазы $\text{Li}_{1-x}\text{H}_x\text{NbO}_3$ на фронте диффузии протонов, имеющей более низкий показатель преломления, чем верхний протонно-обменный слой, т.е. волноводное распространение обыкновенной поляризации обусловлено наличием оптического барьера. Канальные волноводы на подложках LiNbO_3 , изготовленные с использованием чистой бензойной кислоты обладают характерными оптическими потерями в диапазоне $0.5\text{--}1 \text{ см}^{-1}$, волноводы с более низкими потерями, около 0.2 см^{-1} , были получены при использовании фосфорной кислоты [379]. Наблюдается значительная деградация электрооптических и нелинейнооптических характеристик протоннообменных волноводов в LiNbO_3 , что объясняется нарушением структуры кристаллической решетки и смесью различных фаз, особенно для волноводов с высокой степенью обмена [380, 381]. Использование среды с пониженной кислотностью (буфер в виде бензоната лития) или дополнительного постобменного отжига позволяет существенно снизить данный паразитный эффект [382], так постобменный отжиг при температуре $T \approx 350 \text{ }^\circ\text{C}$ позволяет полностью восстановить электрооптические свойства [383]. Волноводы, изготовленные по технологии низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом (APE), имеют размытый (градиентный) профиль изменения показателя преломления, причем волноводный слой может быть полностью трансформирован в α -фазу $\text{Li}_{1-x}\text{H}_x\text{NbO}_3$, которой соответствует степень обмена $x < 0.12$ и изменение необыкновенного показателя преломления $\Delta n_e < 0.025$. Кроме того, волноводы в α -фазе обладают малыми оптическими потерями, порядка 0.03 см^{-1} [384]. Прямое получение волноводов в α -фазе, без постобменного отжига, возможно

при сильном снижении кислотности за счет высокой концентрации бензоната лития [385] – так называемый мягкий протонный обмен (SPE). Другой метод прямого получения α -фазы связан с повышением температуры обмена до уровня 350 °С благодаря использованию стеариновой кислоты в качестве источника протонов и стеарата лития для регулирования кислотности [386, 387]. Использование метода обратного протонного обмена [388] позволяет получать заглубленные оптические волноводы с симметричным профилем распределения интенсивности света в волноводной моде и практически нулевой частотой отсечки для фундаментальной моды.

б) Комбинированный протонный обмен

Волноводы с повышенной фоторефрактивной чувствительностью могут быть изготовлены на кристаллических подложках LiNbO_3 методом протонного обмена с последующим ионным обменом из расплава, содержащего ионы Cu^+ или Cu^{2+} [389]. При использовании данной технологии легирование осуществляется при низких температурах, значительно ниже температуры Кюри. Расплав для ионного обмена меди может быть приготовлен из бензойной кислоты с добавлением оксида или ацетата меди [2]. Для уменьшения оптического поглощения и восстановления электрооптических свойств необходим дополнительный постобменный отжиг в течение нескольких часов при температуре 350 - 400 °С. Для электрооптических волноводов в LiNbO_3 , изготовленных методом комбинированного протонно-ионного обмена, была получена высокая фоторефрактивная чувствительность. Фотоиндуцированное изменение показателя преломления может достигать 3×10^{-3} [378], что на порядок выше по сравнению с волноводами, изготовленными без дополнительного ионного обмена в расплаве с медью.

в) Ионный обмен щелочных металлов

Ионный обмен с использованием солей калия и натрия обычно используется для изготовления оптических волноводов на стеклянных подложках. Эта же технология может быть использована для изготовления волноводных слоев в кристаллах LiNbO_3 [377]. Ионный обмен в смеси нитрата калия и нитрата серебра приводит к увеличению обоих, обыкновенного и необыкновенного, показателей преломления для кристалла LiNbO_3 [392].

5.3.5 Другие технологии

а) Бомбардировка ионами

Имплантация легких ионов, таких как H^+ и He^+ , с энергиями в несколько МэВ была успешно использована для изготовления волноводов в широком круге оптических материалов, включая электрооптические сегнетоэлектрики и силениты. Первые ионно имплантированные волноводы были изготовлены на подложках $LiNbO_3$ [393], однако метод ионной имплантации наиболее хорошо подходит для кристаллов пировскитов ($BaTiO_3$, $KNbO_3$, [393, 394]) и SBN, обладающих высокой химической инертностью и низкотемпературными фазовыми переходами, что делает изготовление волноводов другими методами весьма затруднительным.

Из-за строго определенной глубины проникновения ионов профиль изменения показателя преломления имеет ступенчатую форму, особенно при бомбардировке ионами высокой энергии. Для меньших энергий, соответствующих малой глубине проникновения, размытая градиентная граница может сформироваться за счет отражения ионов от ядер.

Недавно технология бомбардировки ионами была модифицирована в технологию селективного отслоения (smart-cut) [395], являющуюся комбинацией технологии бомбардировки ионами с технологией тонких пленок. Барьерный слой повреждений используется в качестве границы, по которой происходит механическое отделение тончайшего волноводного кристаллического слоя, это позволяет изготавливать волноводы с высоким контрастом изменения показателя преломления, что обеспечивает малый поперечный размер волноводов и значительное уменьшение допустимых радиусов изгиба.

Различные сегнетоэлектрические слои изготавливались с использованием золь-гель процессов, включая $BaTiO_3$ [396] и SBN [397], но усадка (сжатие) пленки в ходе сушки приводила к зернистой структуре с размером зерна порядка нескольких десятков нанометров.

Канальные волноводы формировали за счет индуцированного механического напряжения монокристаллической подложки [398]. Механическое напряжение создавалось толстой пленкой, нанесенной на поверхность подложки при температуре несколько сот градусов Цельсия. После охлаждения различное температурное расширение приводит к механическим напряжениям на поверхности подложки. Канальные волноводы формируются при травлении полосок в пленке и образования областей без напряжений, где показатель преломления выше из-за эласто-оптического эффекта. Другой прямой способ формирования оптических волноводов состоит в нанесении тонкого слоя с высоким показателем преломления, например, диоксида титана (TiO_2), на подложку материала с более низким показателем преломления, при этом образуется оптический волновод с модой, глубоко проникающей в электрооптическую подложку.

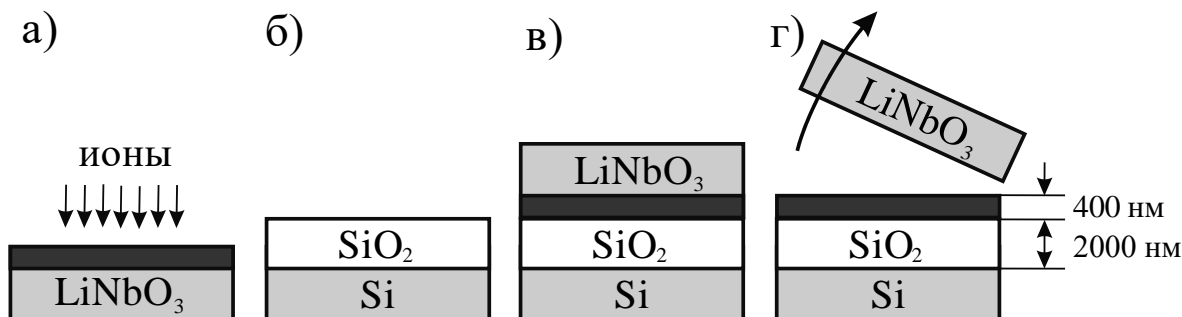


Рис. 5.5. Пример гибридной технологии «ниобат лития на кремнии».

- а): бомбардировка ионами подложки ниобата лития (англ.: *ion implantation*);
 б): нанесение кварца на кремниевую подложку; в) соединение заготовок; г): нагрев и удаление подложки LiNbO₃.

Гибридные технологии нанесения тонких слоев получили значительное развитие в последние десять лет, что, прежде всего, связано со значительным прогрессом и бурным развитием микроэлектроники. Сегнетоэлектрические пленки на полупроводниковых подложках также весьма интересны для создания гибридных устройств, в которых используются как оптические свойства волноводного слоя, так и электронные свойства подложки. Множество различных технологий было разработано, каждая из которых имеет свои преимущества для определенных материалов и применений.

Существует огромное количество методов напыления, включая термическое, реактивное, магнетронное, лазерное и другие. Практически для всех кристаллических оксидов, используемых для изготовления волноводов, были получены результаты по напылению тонких пленок с использованием подходящих мишеней. Однако в данной технологии очень трудно или невозможно контролировать стехиометрию и микроструктуру пленки, поэтому только в редких случаях были получены монокристаллические волноводные слои. Относительно новый метод импульсного лазерного напыления (излучение эксимерного лазера используется для испарения мишени) дал неплохие результаты и был реализован для создания эпитаксиальных пленок LiNbO₃ [399].

Эпитаксия молекулярным пучком (МВЕ) – очень сложный метод с послойным (поатомным) контролем роста монокристаллических пленок. Тонкая пленка формируется на нагретой подложке медленным сканированием молекулярными пучками образующих ее отдельных элементов. Данный метод обеспечивает беспрецедентно высокую точность и максимальный контроль, кроме того, используются относительно невысокие температуры. Но в то же время сложность оборудования, высокая стоимость и малая скорость процесса, ограничивающая толщину пленок до нескольких сотен нанометров, являются основными ограничивающими факторами данной технологии. Тем не менее,

монокристаллические пленки некоторых сегнетоэлектриков были выращены с использованием МВЕ, например, BaTiO_3 [400].

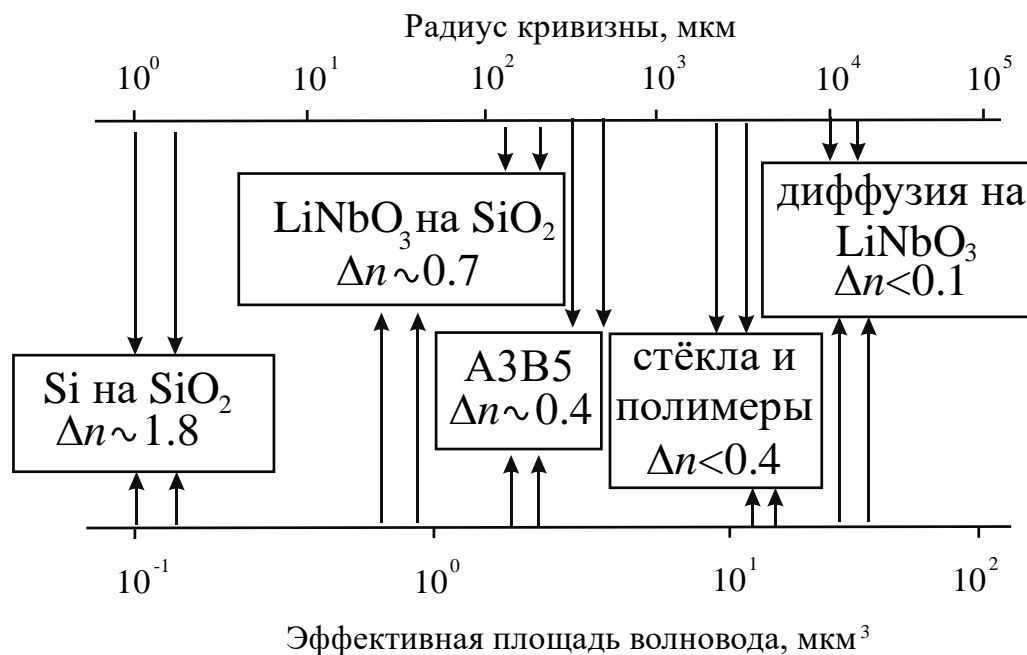


Рис. 5.6. Различные технологии изготовления волнопроводов. Связь основных параметров.

Жидкофазная эпитаксия (LPE) – это термически контролируемый рост монокристаллической пленки на монокристаллической подложке из расплава. По сравнению с МВЕ, однородность и морфология пленки, выращенной по данному методу значительно хуже, но скорость роста значительно выше, при этом технология относительно простая и дешевая. Однако при данном методе остается трудным нанесение пленок с толщиной более одного микрометра. По данной технологии были изготовлены пленки сегнетоэлектриков: LiNbO_3 на подложке LiTaO_3 [401], и SBN на подложке MgO [402].

Рост монокристаллических слоев при пиролизе различных комбинаций органо-металлических композитов и гидридов, металло-органическое осаждение из газовой фазы (MOCVD), являются промышленными технологиями изготовления высокоскоростных полупроводниковых оптоэлектронных устройств. MOCVD является промышленной альтернативой МВЕ для производства эпитаксиальных пленок. Данная технология обеспечивает высокую скорость роста при точном контроле толщины, хорошей однородности слоев и морфологии на большой площади подложки. Основываясь на прекрасных результатах, полученных для полупроводников, была продемонстрирована возможность изготовления MOCVD сегнетоэлектрических пленок для нелинейной оптики [403-405].

Стоит, однако, отметить, что все эти технологии находятся только на стадии экспериментальных исследований и далеки от промышленной реализации. Главными промышленными технологиями изготовления волноводов на подложках ниобата лития остаются термическая диффузия титана и низкотемпературный протонный обмен с последующим отжигом.

5. 4 Сравнение технологии термической диффузии титана и технологии протонного обмена

Характерные особенности данных технологий, а также их сильные и слабые стороны напрямую связаны с процессами, происходящими при формировании волноведущего слоя. Наиболее значимыми преимуществами технологии протонного обмена является то, что изготавливаемые волноводы поддерживают распространение только необыкновенной поляризации. Это обеспечивает высокую степень выделения поляризации и позволяет эффективно бороться с шумами на преобразовании поляризации. Кроме того, волноводы, изготовленные по технологии протонного обмена, имеют меньшую фоторефрактивную чувствительность, что делает их более стойкими при высоких мощностях оптического излучения. По остальным параметрам волноводы, изготовленные по технологии протонного обмена, уступают аналогичным волноводам, изготовленным по технологии термической диффузии титана, которые характеризуются более низкими оптическими потерями и эффективными электрооптическими коэффициентами, практически не отличающимися от объемных коэффициентов. Высокая температура изготовления титано-диффузных волноводов обуславливает их высокую стойкость к внешним условиям. Очень важным с точки зрения промышленного производства является тот факт, что технология термической диффузии менее требовательна к структуре подложки.

5.4.1 Оптические характеристики волноводов на подложках ниобата лития

Одним из преимуществ волноводов, изготовленных на подложках ниобата лития, является то, что они могут быть хорошо согласованы со стандартным одномодовым оптическим волокном (SMF 28). Профиль модового пятна варьируется изменением технологических параметров изготовления волноводов. Были проведены детальные исследования влияния технологических параметров на размер модового пятна канальных оптических волноводов, изготовленных на подложках ниобата лития по технологии термической диффузии ионов титана. Толщина полоска титана, температура и

время отжига являются ключевыми параметрами, определяющими оптическое качество волноводов и их внутренние потери.

Для экспериментальных образцов канальных волноводов, были проведены измерения распределения интенсивности в профиле поперечного сечения волноводной моды. На Рис. 5.7 представлены фотографии профиля моды волноводов, полученные на ИК камере, и их сопоставление с профилем моды одномодового волокна SMF 28. Качественно видно, что мода волновода, изготовленного на маске с шириной полоски 5 мкм имеет более симметричную форму и более напоминает моду одномодового оптического волокна, чем мода волновода, изготовленного на маске с шириной полоска 7 мкм.

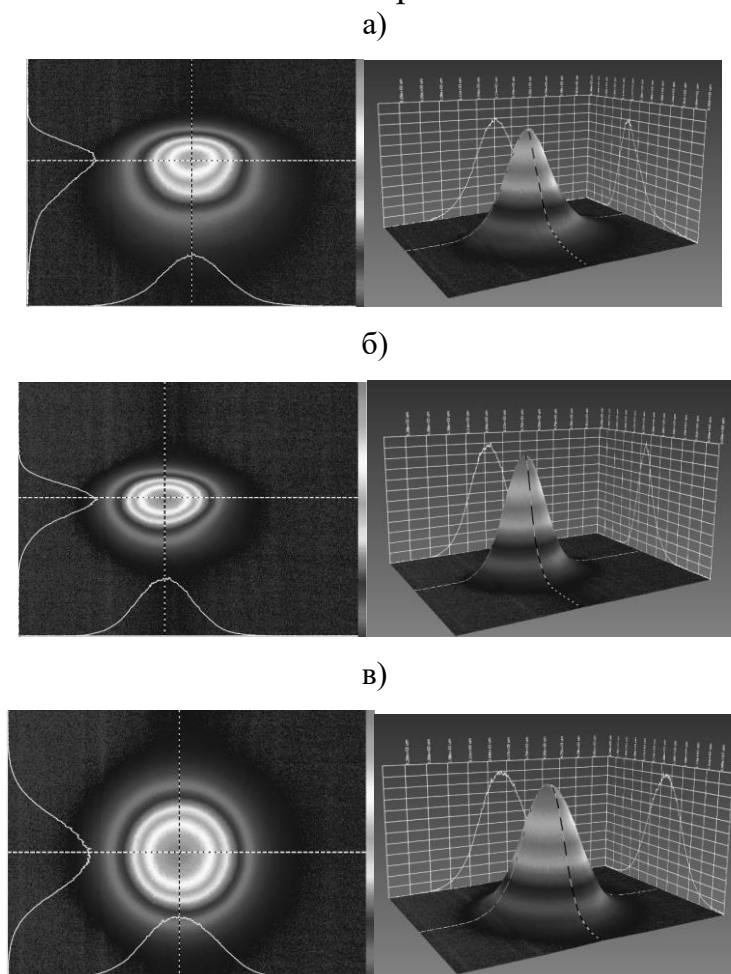


Рис. 5.7. Пространственное распределение интенсивности в профиле поперечного сечения волноводной моды. а) Ширина полоска 5 мкм, б) ширина полоска 7 мкм, в) одномодовое волокно SMF 28.

Можно сделать количественную оценку оптических потерь, связанных с рассогласованием мод. Оценку можно провести путем численного теоретического расчета интеграла перекрытия экспериментально измеренных профилей:

$$L \frac{\left| \iint e_1(x, y) e_2^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |e_1(x, y)|^2 dx dy \iint |e_2(x, y)|^2 dx dy}. \quad (5.2)$$

Здесь e_1 – поле моды исследуемого волновода, e_2 – поле моды одномодового оптического волокна. Результаты оценки потерь на стыковку для изготовленных экспериментальных образцов представлены на Рис. 5.8.

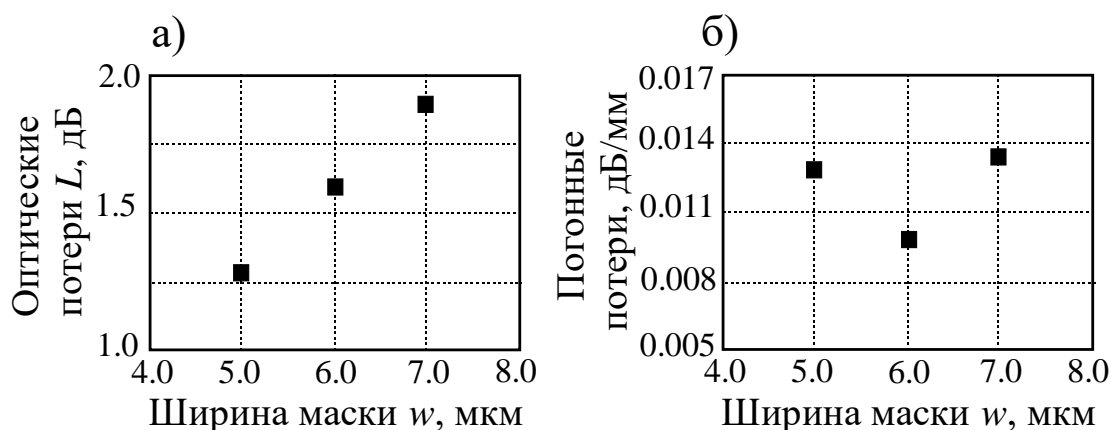


Рис. 5.8. а) Зависимость потерь на согласование с оптическим волокном. б) Внутренние потери оптических волноводов.

Из графика видно, что для ширины маски 5-7 мкм потери, связанные на согласование с оптическим волокном, не превышают 2 дБ. Используя оценку потерь на согласование из результатов измерений полных потерь при стыковке образцов с одномодовым волокном, были определены внутренние потери сформированных волноводов. Как видно из графика, внутренние потери не превышают 0.014 дБ/мм, что находится на самом высоком мировом уровне и свидетельствует о воспроизводимости технологии.

5.4.2 Пространственный фильтр

Входной участок прямолинейного волновода, играющий роль пространственного фильтра, должен обеспечивать одномодовый режим распространения и минимальные оптические потери, учитывая потери на согласование с входным и выходным оптическими волокнами. Количественная оценка оптических потерь, связанных с рассогласованием мод, проводилась путем численного теоретического расчета интеграла перекрытия, экспериментально измеренных профилей и составила 1.26 дБ. Используя оценку потерь на согласование из результатов измерений полных потерь при стыковке образцов с одномодовым волокном, были определены внутренние, которые не превышают 0.014 дБ/мм.

5.4.3 Волноводный разветвитель

Параметры волноводного разветвителя существенным образом влияют на характеристики интерферометра Маха-Цендера и модулятора в целом.

а) Направленный «X» разветвитель

Главным достоинством данной конфигурации являются малые оптические потери и отсутствие рассеянного излучения, снижающего контраст и коэффициент экстинкции. Однако данная конфигурация требует очень точного соблюдения технологических параметров изготовления для соблюдения коэффициентов ветвления вблизи условий максимального коэффициента экстинкции $k_1=k_2=1/\sqrt{2}$.

Поскольку коэффициент деления сильно зависит от технологии изготовления оптических волноводов, геометрические параметры 3 дБ ответвителя не могут быть определены только на основании теоретических расчетов. В процессе отработки технологии необходимы экспериментальные измерения зависимости коэффициента деления ответвителя от расстояния между волноводами (Рис. 5.9). При расстоянии 18 – 20 мкм для волноводов, согласованных с одномодовым оптическим волокном, коэффициент связи слабо зависит от технологических параметров, в частности, от времени отжига, а заданное значение коэффициента деления ($k=0.5$) легко может быть получено путем увеличения длины участка взаимодействия.



Рис. 5.9. Зависимость коэффициента деления направленного ответвителя от расстояния между волноводами при разном времени термической диффузии титана.

Технологические параметры диффузии: параметры полоска Ti – ширина $w = 7$ мкм, толщина $\tau = 80$ нм, температура диффузии $T = 1015^\circ\text{C}$.

1: 17 часов, 2: 19 часов, 3: 23 часа, 4: 27 часов.

б) Симметричный «Y» разветвитель

Другая конфигурация интегрально-оптических разветвителей – так называемый симметричный «Y» разветвитель. В данной конфигурации коэффициент деления $k=1/\sqrt{2}$ получается автоматически за счет геометрической симметрии и использующегося принципа деления волнового фронта. Однако, в

отличие от направленного «X» ответвителя, «Y» разветвителю присущи более высокие оптические потери, связанные с рассеянием из волноводной моды, что приводит к снижению коэффициента экстинкции. Величина потерь на рассеяние во многом определяется геометрией разветвления.

Результаты проведённых исследований «Y» разветвителей различной конфигурации позволили определить критический угол расхождения волноводов (0.6 град.). Превышение критического угла приводит к резкому возрастанию потерь на рассеяние из волноводной моды.

5.5 Параллельные волноводы под СВЧ электродами

Для обеспечения низкого полуволнового напряжения необходимо иметь достаточно длинный участок двух параллельных канальных оптических волноводов (около 40 мм), при этом взаимодействие между каналами должно быть минимально, иначе сильно снижается коэффициент экстинкции модулятора, а при сильной связи вообще нарушается принцип действия модулятора. Коэффициент связи между параллельными канальными волноводами напрямую связан с размером волноводной моды. Для волноводов, согласованных с одномодовым оптическим волокном, при расстоянии d более 20 мкм коэффициент связи k составляет менее 5 м^{-1} , при этом доля мощности оптического излучения в соседнем волноводе составляет менее 5%, что обеспечивает коэффициент экстинкции лучше, чем 20 дБ. Значение расстояния $d = 20 \text{ мкм}$ задаёт предельную минимальную величину расстояния между параллельными участками волноводов в зоне СВЧ электродов, что будет учтено при анализе конфигурации электродов.

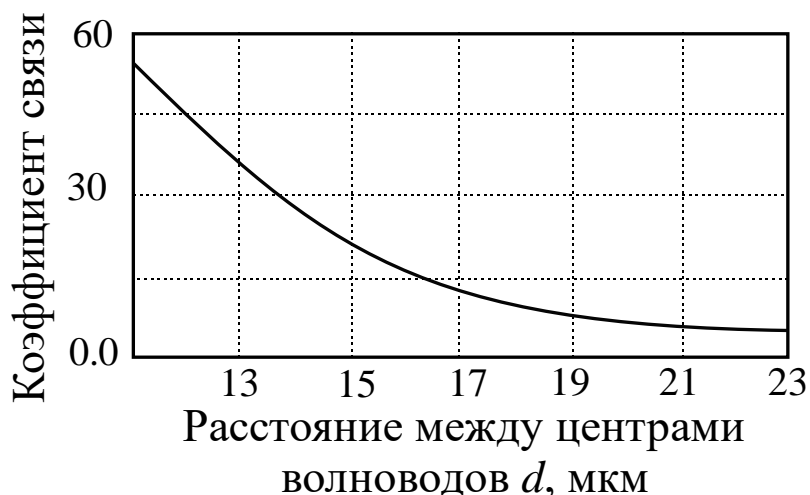


Рис. 5.10. Зависимость коэффициента связи от расстояния между параллельными волноводами. Технологические параметры диффузии: параметры полоска Ti – ширина $w = 7 \text{ мкм}$, толщина $\tau = 80 \text{ нм}$, температура диффузии $T = 1015^\circ\text{C}$, время диффузии $t = 20 \text{ часов}$.

5.6 Технология изготовления СВЧ электродов бегущей волны

В литературе можно найти множество конфигураций для электрооптических модуляторов бегущей волны на основе ниобата лития, в которых предложены варианты разрешения рассмотренных противоречий. Данные решения связаны с усложнением формы электродов, использованием травления и специальных материалов диэлектрического буферного слоя, см. Рис. 5.11, [406, 407].

5.6.1 Общие требования к СВЧ электродам

Покрyтия, используемые для осаждения СВЧ электродов, должны быть пластичными, имеющими низкие внутренние напряжения. Для СВЧ-электродов важна высокая электропроводность и низкая шероховатость токопроводящих покрытий, чтобы минимизировать ослабление электрического сигнала.

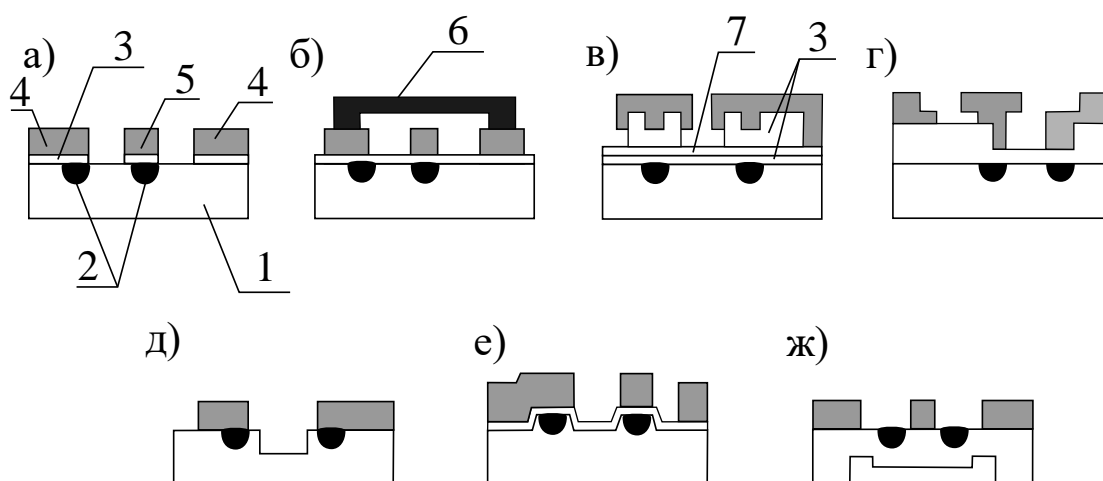


Рис. 5.11. Примеры конфигураций СВЧ электродов на основе микрополосковых линий усложненного профиля. а): модулятор с травлённым буферным слоем, 1 – подложка Z-срез LiNbO_3 , 2 – оптические волноводы, 3 – SiO_2 буферный слой, Au электроды, 4, 5 – СВЧ электроды в виде копланарной линии; б): структура с экранирующим электродом (6), в): модулятор с покрытым буферным слоем (англ.: *buried*), дополнительный слой Si, г): модулятор с «грибообразным» (англ.: *mushroom*) «горячим» электродом и ступенчатым буферным слоем, д): модулятор с пазом (8) (англ.: *groove*) между электродами, буферный слой отсутствует, е): модулятор с гребенчатыми оптическими волноводами, ж): модулятор с выборкой на обратной стороне (англ.: *two-step-back*), X-срез.

Для СВЧ-применений требуются достаточно толстые электроды толщиной свыше 20 мкм. В качестве материала, как правило, используется золото. Осаждение таких толстых электродов с низкими внутренними напряжениями и высокой адгезией к подложке методами вакуумного напыления представляет

сложную задачу. Это обусловлено медленной скоростью осаждения слоев золота, недостаточно равномерным распределением толщины слоев вдоль поверхности вейфера, распылением большей части золота на стенки вакуумной камеры и поверхность оснастки. Равномерность толщины электродов является значимым параметром для СВЧ-электродов. Более простым и технологичным представляется метод гальванического осаждения.

Осаждение гальванического золота следует проводить по подслою, напыленному на поверхность диэлектрической подложки (ниобат лития или буферный слой на ниобате лития), который должен иметь высокую адгезию и достаточную электропроводность. Очень тонкие слои золота, обладающие низкой электропроводностью, не будут обеспечивать равномерное распределение электрического тока на вейфере в ванне золочения и будут обладать высокой пористостью. Необходимой электропроводностью обладают слои золота толщиной не менее 100 нм.

Существует два базовых варианта формирования толстых электродов:

1. Напыление подслоя золота на весь вейфер, формирование рисунка фоторезиста, гальваническое осаждение золота на участках, свободных от фоторезиста, удаление фоторезиста, химическое травление подслоя между электродами (Рис. 5.12.). Недостатки метода: возможное подтравливание готовых электродов при травлении подслоя. Преимущества метода: более надежный токоподвод в процессе гальванического золочения, снижение негативного влияния дефектов подслоя (разрывов) на качество электродов.

2. Формирование рисунка электродов на тонком золотом слое, нанесение толстого слоя фоторезиста; экспонирование и проявление фоторезиста таким образом, чтобы открытыми остались те участки с подслоем золота, которые были сформированы после первой фотолитографии; гальваническое осаждение золота на участках, свободных от фоторезиста; удаление фоторезиста (Рис. 5.12.). При этом рисунок по подслою золота может быть сформирован как методами прямой фотолитографии, так и методами обратной фотолитографии (англ.: *lift-off*).

Недостатки данного варианта: необходимость проведения дополнительного фотолитографического процесса, более высокое электрическое сопротивление токоподводящих путей в подслое, возможность локального нарушения процесса электроосаждения золота при наличии разрывов в полосках подслоя.

Преимущества данного варианта: получение электродов без последующего химического травления золота (в данном варианте эта операция проводится до стадии электроосаждения).

Ключевыми технологическими этапами, влияющими на качество изготавливаемых электродов, являются формирование фотолитографической маски и гальваническое осаждение.

Таким образом, для изготовления СВЧ электродов необходимо выполнить следующие технологические этапы:

- 1) Создание диэлектрического буферного слоя на поверхности волноводных структур в ниобате лития.
- 2) Создание фоторезистивной маски с топологическим рисунком электродов.
- 3) Напыление тонких электродов толщиной около 200 нм.
- 4) Проведение электрохимического утолщения (гальванического осаждения) электродов до толщины около 25 мкм.

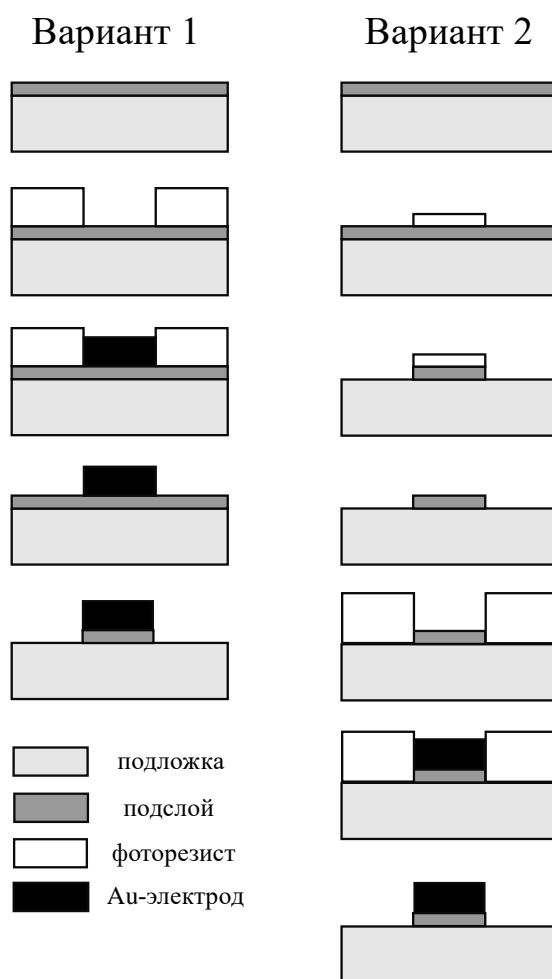


Рис. 5.12. Стадии формирования толстых Au-электродов (два варианта)

5.6.2 Фотолитография

Топология СВЧ электродов формируется стандартными методами контактной УФ фотолитографии. Для экспонирования используются фотошаблоны, предназначенные для создания на поверхности подложки маски позитивного фоторезиста. Для формирования каналов в маске использовались методы как прямой, так и обратной фотолитографии. Нанесение фоторезиста, его сушка, проявление и отмывка пластин ниобата лития проводится в автоматической системе нанесения, проявления и сушки фоторезиста

(например, EVG150). Экспонирование фоторезиста производится на установке прецизионного совмещения и экспонирования (например, EVG620).

5.6.3 Нанесение диэлектрического буферного слоя

В качестве материала для диэлектрического буферного слоя обычно используют диоксид кремния (SiO_2). Плёнка SiO_2 напыляется на пластину ниобата лития со сформированными волноводными структурами в установке магнетронного распыления, в качестве мишени используется диск плавящего кварца высокой чистоты. Мишень установлена на устройстве радиочастотного магнетронного распыления. Перед проведением напыления поверхность подложки подвергается очистке в плазме аргона. Процесс напыления проводится в атмосфере аргон – кислород. Толщина напыляемого буферного слоя диоксида кремния составляет 400 – 1200 нм, в зависимости от конфигурации копланарных СВЧ электродов бегущей волны.

5.6.4 Создание фоторезистивной маски с топологическим рисунком электродов

Для напыления тонких электродов используется фоторезистивная маска, выполненная по «взрывной» (lift-off) технологии.

Для формирования золотых электродов методом гальванического осаждения необходимо сформировать толстую фотолитографическую маску. Маска должна отвечать следующим требованиям:

- 1) Устойчивость в электролите при температуре проведения гальванического осаждения.
- 2) Достаточная толщина маски – толщина маски должна быть больше требуемой толщины золотых электродов.
- 3) Достаточное разрешение – в маске должны быть сформированы все элементы топологии.

С учетом этих требований необходимо использовать специальные высококонтрастные фоторезисты, например, AZ 9260. В топологии СВЧ-электродов присутствуют элементы с шириной порядка 10 мкм, при этом точность соблюдения размеров должна быть лучше, чем 0.5 мкм. Это означает, что необходимо воспроизвести в маске элементы с соотношением высоты к основанию, равным 2.5 (25 мкм – высота, 10 мкм – основание). AZ 9260 позволяет получать элементы с соотношением высоты к основанию, равным 5–7.

При нанесении толстого слоя фоторезиста неизбежно формирование краевого валика, который представляет собой утолщение слоя фоторезиста по краю пластины. Это означает, что в дальнейшем при экспонировании, когда фотошаблон вводится в контакт с пластиной, невозможно будет достичь плотного контакта их поверхностей, что приведет к сильно выраженному эффекту дифракции при облучении УФ-светом. После проявки фоторезиста,

экспонированного без предварительного удаления краевого валика, элементы топологии получатся с не вертикальными стенками, а также снижается разрешающая способность процесса, то есть увеличивается размер минимального воспроизводимого элемента. В связи с этим необходимо удалять краевой валик.

5.6.5 Напыление тонких электродов

Предварительно проводится обработка поверхности подложки через фоторезистивную маску пучком аргона (съём около 10 нм) в установке ионно-лучевого травления. Затем в установке вакуумного напыления на поверхность напыляется последовательно пленка титана или хрома (20 нм, для усиления адгезии) поверх которой пленка золота (200 нм). После этого, фоторезистивная маска удаляется в диметилформамиде (ДМФА), подложка с сформированными электродами промывается деионизованной водой и сушится (90 °С, 30 мин).

5.6.6 Электрохимическое утолщение (гальваническое осаждение) контактов

Большое значение имеет выбор электролита для осаждения золота. Разработано значительное количество электролитов для электроосаждения мягкого золота, но не все они пригодны для осаждения через маску фоторезиста. Существенным требованием является хорошая совместимость электролита с фоторезистом. Большинство позитивных фоторезистов растворяется в щелочных растворах, поэтому важно поддерживать рН ниже 9.5; лучше всего использовать электролиты с почти нейтральным рН. Электролиты не должны быть склонными к разложению.

Сульфитные электролиты способны давать толстые, гладкие, блестящие, пластичные, малонапряженные золотые покрытия с высоким выходом по току (90% и более). Эти электролиты имеют лучшую рассеивающую способность по сравнению с цианидными электролитами, что позволяет получать равномерные по толщине осадки по всему вейферу. Сульфитные электролиты нетоксичны.

Совместимость с большинством фоторезистов хорошая, и если рН поддерживается меньше 10, не наблюдается растворения и отслаивания фоторезиста.

При введении определенных добавок к сульфитному электролиту он может стабильно работать при почти нейтральных рН. Например, добавка этилендиамина позволяет работать с сульфитным электролитом при рН 5-8. Добавки полиаминов и ароматических нитросоединений стабилизируют сульфитный электролит при рН 4.5.

Этилендиаминтетрауксусная кислота (EDTA) действует как хелатообразующий реагент. Она связывает посторонние катионы металлов и предотвращает их соосаждение с золотом и разложение электролита.

Также используются добавки для модифицирования свойств электроосажденного золота. Например, мышьяк и таллий используются как блескообразователи в сульфитном электролите золочения; они также влияют на твердость, микроструктуру и напряжения осадков. За счет тщательного подбора режимов электролиза (плотность тока, температура, концентрация добавок) можно получать осадки золота с почти нулевыми напряжениями. Характеристики осадков можно также изменять, используя импульсный режим электролиза.

Тиосульфатные электролиты менее устойчивы по сравнению с сульфитными, имеют $\text{pH} > 9$.

Смешанные сульфитно-тиосульфатные электролиты имеют более высокую стабильность, чем каждый из индивидуальных электролитов (сульфитный или тиосульфатный). Для смешанного электролита не требуются стабилизаторы. Он может работать в нейтральных или слабокислых средах, что делает его совместимым почти со всеми фоторезистами. Понизить твердость Au-покрытий, получаемых из этого электролита, можно добавлением 5 мг/л ионов таллия Tl^+ или увеличением концентрации тиосульфата. Смешанные электролиты работают в интервале плотностей тока $0.3-0.7 \text{ А/дм}^2$ при температурах $55-60^\circ\text{C}$ и перемешивании электролита.

Однако отмечается, что адгезия осадков золота в смешанном электролите хуже, чем в сульфитном электролите.

Электролиты на основе дицианоаурата калия. Эти электролиты не содержат свободного цианида. По анионному составу различают фосфатные (нейтральные) и цитратные (слабокислые) электролиты, содержащие $\text{KAu}(\text{CN})_2$. Твердость Au-покрытий из фосфатного электролита существенно зависит от рабочих параметров (концентрация золота, pH электролита, температура, плотность тока), и из этого электролита можно получить как мягкое, так и твердое золотое покрытие без использования специальных добавок. Цитратный электролит содержит цитратный буфер и имеет $\text{pH} 3,5 - 5,5$. Выход по току в кислых электролитах невысокий – 30-40%. Добавки $\text{Co}(\text{II})$, $\text{Ni}(\text{II})$ существенно повышают твердость осадков золота, получаемых в цитратном электролите.

Для осаждения золотых СВЧ-электродов на вейферы из ниобата лития используются специальные установки (Рис. 5.11), состоящие из следующих узлов:

- корпус из полипропилена с прозрачным передним пластиковым открывающимся экраном;
- ванна из полипропилена с крышкой для электролита золочения, оборудованная нагревателем и насосом с фильтром;
- ванна каскадной промывки;
- пистолет для подачи деионизованной воды;
- пистолет подачи для сжатого воздуха;

- программируемый источник питания, работающий в режимах постоянного, реверсируемого и импульсного тока, с погрешностью поддержания заданного тока $\pm 1 \%$;
- консоль управления с механизмом перемещения анода.

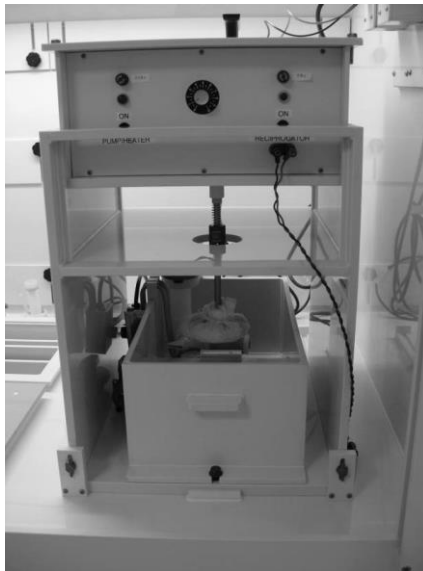


Рис. 5.13. Вид установки гальванического осаждения (IkoStation фирмы Fibrotools)

При работе на установке используются следующие приспособления и инструменты:

- держатель для вейферов;
- съемный анод из платинированного титана в чехле из специальной защитной ткани;
- термометр цифровой с рабочей температурой от минус 10 до плюс 220 °С. Допустимое отклонение поддержания температурного режима в пределах ± 1 °С.

Предварительно платинированный анод должен быть отрегулирован таким образом, чтобы в процессе его покачивания выдерживалось заданное минимальное расстояние между анодом и катодом. Кроме того, анод и катод должны располагаться параллельно друг другу.

Предполагается следующая последовательность операций при электроосаждении СВЧ-электродов:

В ванну золочения установить держатель для вейфера с закрепленным в нем вейфером.

Залить в ванну золочения электролит.

Включить нагреватель и насос, расположенные в ванне золочения. Выдержать некоторое время, необходимое для нагрева электролита до рабочей температуры. При этом будет происходить циркуляция и фильтрация

электролита, что обеспечит удаление из него взвешенных частиц размером более 1 мкм.

Задать следующие режимы тока: в постоянном тока либо импульсном режиме с реверсированием.

После окончания процесса электролиза отключить источник питания. Продолжительность процесса электролиза определяется необходимой толщиной покрытия и рабочей плотностью тока. При плотности тока 0.3 А/дм^2 типичное время процесса электролиза составляет 110-120 мин для получения толщины слоя золота 20 мкм.

Извлечь держатель с вейфером из ванны золочения, промыть деионизованной водой над ванной золочения с помощью пистолета для подачи деионизованной воды. Эта операция позволяет существенно уменьшить вынос электролита из ванны и компенсирует потерю воды вследствие ее испарения.

Промыть держатель с вейфером в ванне улавливания.

Извлечь держатель с вейфером из ванны улавливания и промыть в ванне каскадной промывки. Просушить держатель с вейфером сжатым воздухом из пистолета сжатого воздуха до полного высыхания.

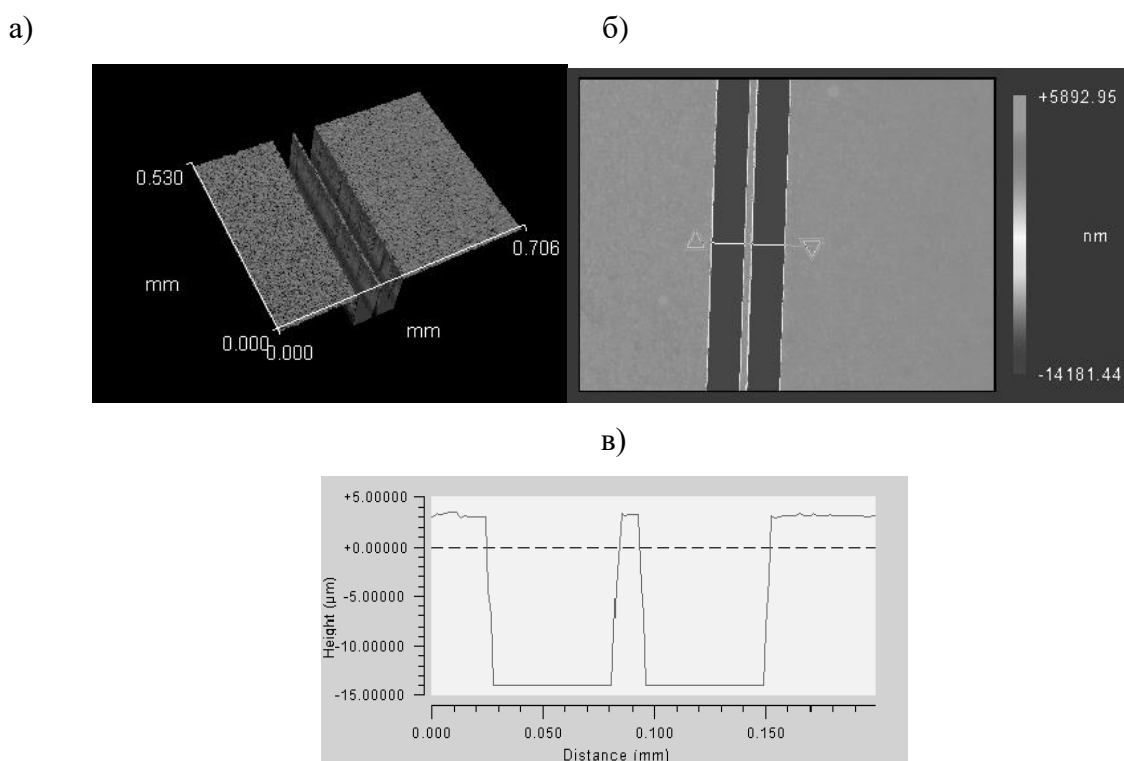


Рис. 5.14. 3D-изображение электроосажденного слоя золота (а), топографическая карта высот (б), профиль вдоль выделенного направления (в). Толщина электроосажденного слоя 18 мкм.

После полного высыхания вейфера удалялся фоторезист.

При увеличении толщины электроосажденного слоя увеличивается шероховатость поверхности золота (Рис. 5.12.). Несомненно, наиболее существенный вклад в увеличение шероховатости поверхности вносит

вытравливание напыленного подслоя, однако вклад процесса электроосаждения в увеличение шероховатости также значим. Например, шероховатость поверхности электроосажденного слоя золота толщиной 8-9 мкм после вытравливания подслоя обычно не превышала 50-60 нм.

Среднее значение шероховатости 18 мкм слоя золота после вытравливания подслоя составляло 90 нм.

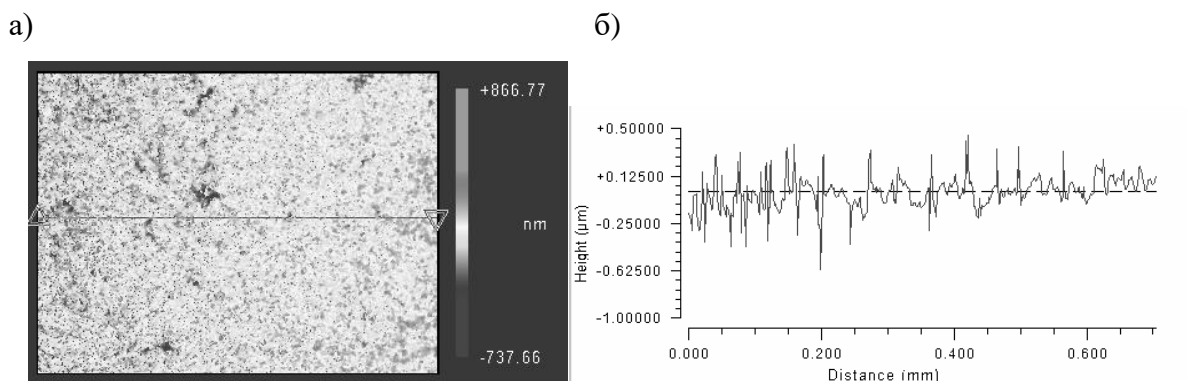


Рис. 5.15. Топография поверхности электроосажденного слоя золота после вытравливания подслоя (а) профиль поверхности вдоль выделенного направления(б). Толщина электроосажденного подслоя 18 мкм.

5.7 Корпусирование модуляторов на основе ниобата лития

Корпусирование модулятора является важным технологическим этапом, так как погрешности при механической сборке существенным образом влияют на окончательные технические характеристики модулятора. На этом этапе возникают, по крайней мере, две задачи. Первая – стыковка одномодового волокна, сохраняющего поляризацию, с торцом оптического волновода. Малейшие ошибки в юстировке волокна приводят к заметному росту оптических потерь, что в некоторых случаях приводит к выбраковке уже почти готового устройства. Вторая задача – обеспечение высококачественного электрического соединения всех элементов, обеспечивающих ввод СВЧ сигнала в волновод, образованный системой копланарных электродов бегущей волны. Для нормальной работы модулятора необходимо подать заметную мощность от 2 Вт до 4 Вт. При такой мощности малейшие ошибки в установке СВЧ-разъемов, переходных плат, в пайке, приводят к возникновению заметных переотражений мощности в СВЧ-тракте, что нарушает нормальную работу модулятора.

На Рис. 5.16 приведена конструкция амплитудного модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера.

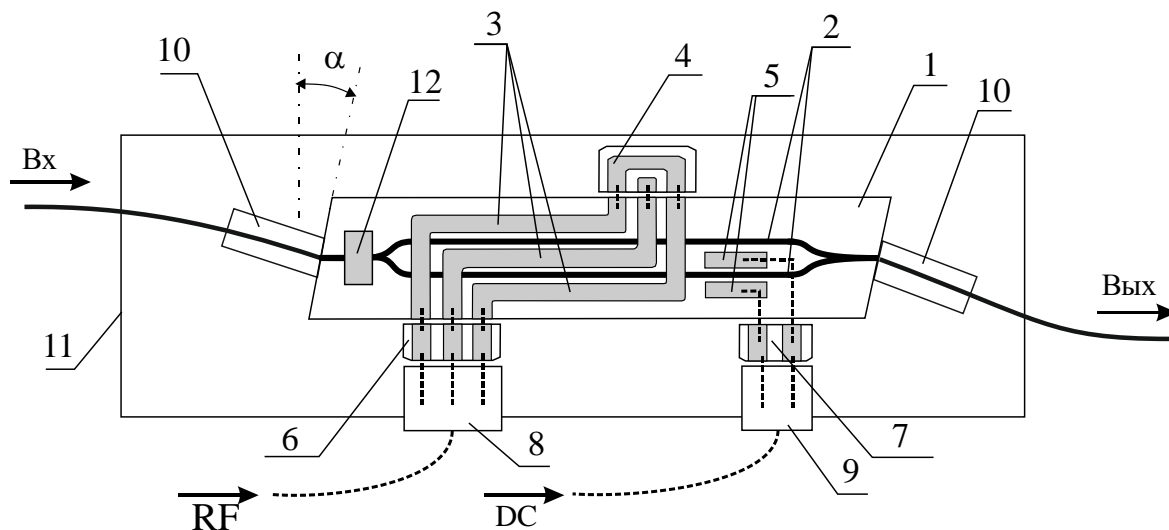


Рис. 5.16. Конструкция АМ-модулятора в корпусе (показано не в масштабе).
 1 – подложка ниобата лития, 2 – оптические волноводы, 3 – электроды бегущей волны, 4 – согласованная нагрузка, 5 – электроды управления рабочей точкой, 6, 7 – переходные платы, 8, 9 – электрические разъёмы, 10 – фиксирующие муфты, 11 – корпус, 12 – входной поляризатор.

Основные технологические операции, связанные с корпусированием чипа модулятора, хорошо известны и отработаны для устройств микроэлектроники – это фиксация чипа на проводящий эластичный клей, разварка электрических контактов и герметизация корпуса. Наибольший интерес как наименее отработанная технологическая операция представляет операция стыковки чипа модулятора с оптическим волокном. Стыковка чипа модулятора с оптическим волокном – достаточно сложная технологическая операция, которая в значительной мере определяет характеристики изготавливаемого устройства, стабильность его работы во времени и при изменении внешних условий. Основные требования, предъявляемые к операции стыковки – минимизация оптических потерь в точке соединения волокна и волновода и надежная фиксация оптического волокна. При этом необходимо обеспечить высокую точность позиционирования, что приводит к необходимости быстрой фиксации. Характер соединяемых материалов – диэлектрический кристалл ниобата лития и оптическое волокно на основе кварцевого стекла обуславливает выбор в качестве способа фиксации клеевого соединения. Необходимая высокая точность позиционирования накладывает требования на короткие времена отверждения, поэтому было предложено использовать оптические клеи с ультрафиолетовым отверждением.

5.7.1 Методы стыковки волноводов интегрально-оптического модулятора с оптическим волокном

Соединение волокна и волновода обычно осуществляется с помощью эпоксидного клея ультрафиолетового отверждения. Несколько возможных способов соединения оптического волокна с интегрально-оптическим модулятором представлено на Рис. 5.17.

В первом случае, Рис. 5.17 а), волокно юстируется по волноводу и закрепляется при помощи УФ-отверждаемого клея. Дальнейшую поддержку и натяжение обеспечивает поддерживающий блок. На Рис. 5.17 б), волокно сначала клеится в оптический наконечник и полируется. Затем собранный наконечник выравнивается и приклеивается к торцу модулятора.

На Рис. 5.17 в), "верхний блок" вначале приклеивается к чипу модулятора, затем собранный наконечник (или аналогичные приспособления) юстируется и приклеивается к торцу. Возможны другие варианты подобных соединений.

Описанные выше соединения подвержены действию ряда негативных факторов. Во-первых, при изменении температуры может происходить смещение элементов конструкции из-за высокого коэффициента линейного теплового расширения клея. Использование эпоксидного клея затрудняет оценку временной стабильности и надежность соединения. Кроме того, геометрия и расположение волноводов модулятора вблизи поверхности чипа усугубляет проблемы механического крепления, так как без использования вспомогательных средств только половина торца волокна касается торца модулятора, а другая половина остается свободной. Это связано с тем, что световедущая сердцевина находится в центре волокна, а волноводный канал лежит на поверхности кристаллического чипа. Такой вид соединения является несбалансированным и неустойчивым. Неравномерность нанесения клея может создать напряжения в клеевых соединениях и стать причиной увеличения напряжений при изменении температуры, что, в свою очередь, может привести к возрастанию оптических потерь. Схема, изображенная на Рис. 2.6.29 (в), менее чувствительна к указанным факторам. В этом методе используется верхний блок, прикрепленный к поверхности подложки на краю волновода, так что торец блока и волновода находятся в одной плоскости. Симметричное соединение является более стабильным, потому что половина конца волокна касается торца волновода, а другая половина касается торца блока.

На практике используются два способа стыковки волокон с волноводами с помощью симметричного соединения. Одним из способов является обычная склейка волокна и волновода при помощи УФ-клея. Волокна могут быть легко выровнены по оси или под углом для достижения минимальных потерь и обратных отражений.

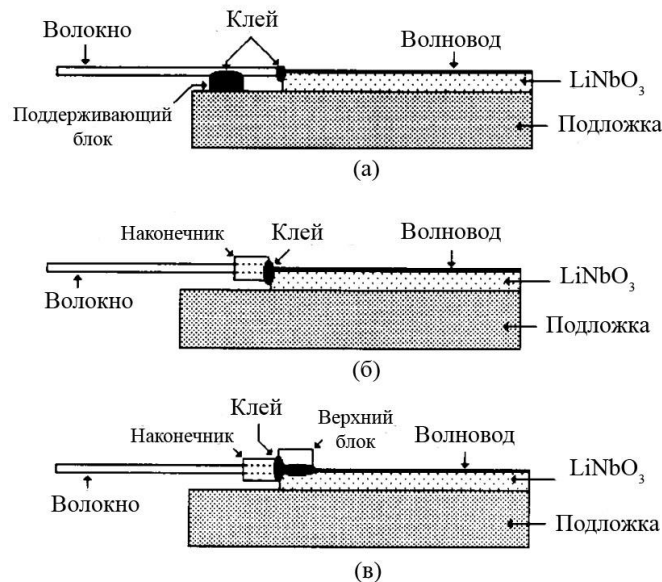


Рис. 5.17. Виды соединения интегрально-оптической схемы на ниобате лития с волоконным соединителем

Однако такое соединение является механически непрочным и не пригодно для использования вне лаборатории. Для укрепления соединения в некоторых случаях используется большое количество эпоксидной смолы. Однако это может привести к росту оптических потерь. В другом методе волокна закрепляются при помощи упрочняющего элемента (УЭ). Торец волокна и УЭ полируют так, чтобы они находились в одной плоскости и образовывали так называемый волоконно-оптический соединитель (ВОС). Затем ВОС крепится к волноводу. Этот метод обеспечивает достаточную прочность соединения из-за большой площади соприкосновения. Температурная стабильность такого соединения выше из-за использования небольшого количества клея.

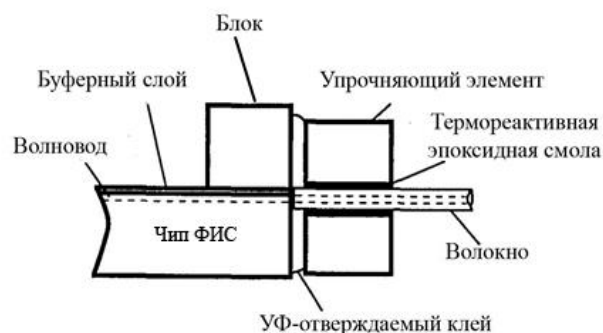


Рис. 5.18. Соединение оптического волокна и интегрально-оптической схемы при помощи упрочняющего элемента

Для стыковки необходима юстировка взаимного расположения выхода волновода интегрально-оптического модулятора и подводящего/отводящего оптического волокна (ВОС). Это требует высокой точности позиционирования и прецизионной оптомеханики для выполнения операции юстировки. Юстировка взаимного расположения интегрально-оптического модулятора и оптического соединителя происходит за счет перемещения последнего с помощью прецизионного микропозиционера, управляемого оператором или компьютерной системой. Фиксация взаимного расположения частей происходит с помощью оптически прозрачного клея, отверждаемого под действием ультрафиолетового (УФ) излучения или повышенной температуры. Процедура стыковки может производиться как в корпусе интегрально-оптического модулятора с ранее установленным чипом, так и без корпуса.

Необходим правильный подбор оборудования, позволяющего осуществлять точную юстировку положения оптического волокна относительно чипа интегрально-оптического СВЧ-модулятора, материалов и оборудования для надежной фиксации (склеивания) оптического волокна и чипа модулятора.

Стенд для стыковки волоконно-оптических соединителей с чипами интегрально-оптических СВЧ модуляторов должен включать целый ряд обязательных и вспомогательных систем. К обязательным системам стенда, без которых стыковка является невозможной, относятся:

1. Система позиционирования волоконно-оптических соединителей.
2. Система генерации оптического сигнала.
3. Система измерения мощности выходного оптического сигнала.
4. Система отверждения оптического клея.

К вспомогательным системам стенда относятся системы, облегчающие процесс стыковки или повышающие его качество:

1. Система технического зрения.
2. Система дозирования оптического клея.
3. Система управления моторизованными позиционерами.
4. Система вакуумных держателей.
5. Система виброизоляции стенда.
6. Система локальной подсветки места стыковки.

Функциональная механическая и оптическая схема стенда для стыковки интегрально-оптических СВЧ модуляторов представлена на Рис. 5.19 и Рис. 5.20.

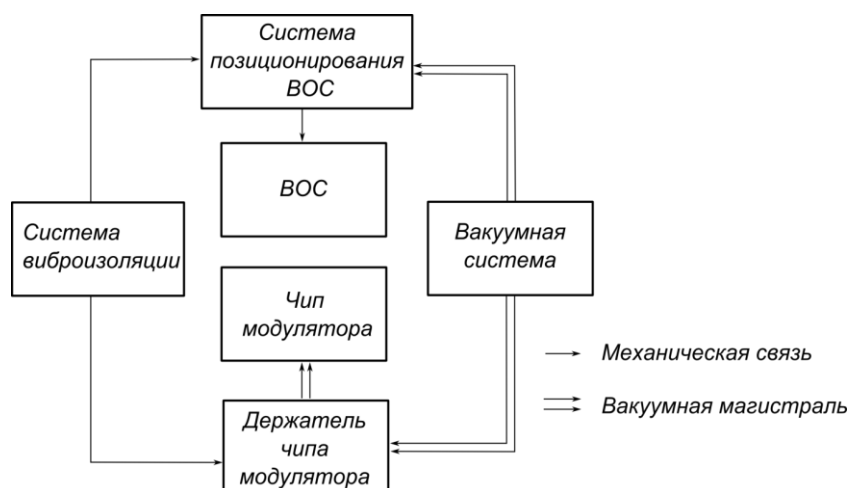


Рис. 5.19. Функциональная механическая схема стенда для стыковки СВЧ модулятора

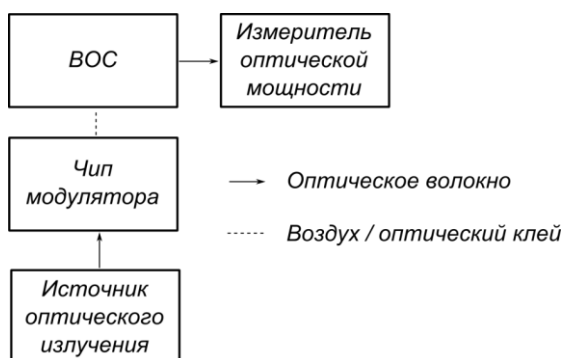


Рис. 5.20. Функциональная оптическая схема стенда для стыковки СВЧ модулятора

5.7.2 Позиционеры

Для юстировки положения ВОС относительно кристалла интегрально-оптического модулятора используется система позиционеров. Такие позиционеры могут иметь полностью ручное управление, автоматическое внешнее управление и различные промежуточные варианты.

Позиционеры с полностью ручным управлением применяются обычно в установках, не требующих регулярной переналадки, и редко применяются при решении задач серийного производства. К их преимуществам можно отнести высокую надежность, отсутствие электрических схем и кабелей, отсутствие задержки между действием оператора и перемещением детали. Недостатком таких позиционеров является необходимость вращения одной или нескольких ручек при каждом перемещении детали, отсутствие повторяемости перемещения и зависимость результата работы от квалификации оператора.

Позиционеры смешанного типа позволяют проводить грубую настройку положения детали за счет вращения ручек микровинтов, а точную настройку – за счет встроенного пьезоактюатора, движение которого определяется подаваемым на пьезоэлемент напряжением. Такие позиционеры используются, как правило, в задачах, требующих колоссальной точности размещения

деталей, что обеспечивается применением пьезоактюаторов, с одновременной не слишком частой переналадкой, которая обеспечивается движением микровинтов.

Полностью автоматические моторизованные позиционеры третьего типа используются, как правило, для решения задач серийной сборки оптоэлектронных и микроэлектронных компонентов. Применение управляющей системы позволяет по сигналу системы технического зрения или по оптическому сигналу стыкуемого интегрально-оптического модулятора полностью автоматизировать сборочный процесс, когда оператор только следит за правильной работой системы. Такая система, сочетающая в себе автоматические перемещение компонентов, систему технического зрения и систему обратной связи по сигналу компонентов, является сложной и дорогостоящей, но позволяет существенно снизить стоимость конечной продукции, исключив из сборочного процесса оператора. Кроме того, такая система позволяет избавиться от ошибок, связанных с действием человеческого фактора и, следовательно, стабилизировать параметры получаемых интегрально-оптических модуляторов.

К недостаткам такой системы относится сложность переналадки при изменении свойств стыкуемых оптических элементов, однако эта проблема может быть решена за счет разработки гибкой программной части системы управления.

Таким образом, для создания стенда стыковки интегрально-оптических модуляторов с оптическим волокном, потенциально применяемого для серийных сборочных операций, можно рекомендовать создание системы позиционеров на основе пьезоактюаторов, способной управляться как от команд оператора через клавиши или джойстики, так и от внешнего блока, анализирующего уровень оптического сигнала или положение деталей по данным системы технического зрения.

5.7.3 Оптический клей

Для закрепления волокна в оптическом наконечнике, а также для соединения с интегральной схемой, используют специальные оптические клеи. К клеям, применяемым для стыковки деталей оптических схем, предъявляется целый набор уникальных требований:

1. Оптическая прозрачность в целевом диапазоне длин волн, как правило, в $S+L$ диапазонах в области минимума поглощения излучения в оптическом волокне.
2. Определенное значение показателя преломления клея, как правило, в диапазоне между показателем преломления применяемого оптического волокна и показателем преломления кристалла интегрально-оптического модулятора.

3. Значение КЛТР клея, наиболее близкое к КЛТР оптического волокна волоконного соединителя и КЛТР кристалла интегрально-оптического модулятора для обеспечения стабильности расположения деталей в широком диапазоне температур.
4. Минимальная усадка клея в ходе его полимеризации и отверждения.
5. Способность отверждаться при дозированном внешнем воздействии.
6. Твердость после полимеризации, позволяющая полировку клея.
7. Устойчивость к перепадам температур, химическая инертность и постоянство состава со временем.

В качестве примера клея, обладающего всеми перечисленными выше характеристиками, серийно применяемого для сборки интегрально-оптических схем, можно назвать клей – Addison Clear Wave AC-535-AN.

AC A535-AN – УФ-отверждаемый однокомпонентный эпоксидный клей с высокой температурой стеклования. Он предназначен для склеивания оптических деталей. После отверждения обладает высокой твердостью и хорошо полируется.

Наиболее важные характеристики клея:

КЛТР – $28 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$

Предел прочности на разрыв – 6 кг/мм²

Модуль упругости – 236 кгс/мм².

5.7.4 Источники УФ-излучения

Для осуществления операции отверждения необходимо подобрать источник ультрафиолетового излучения. Существует огромное множество источников ультрафиолетового излучения, имеющих различную мощность и спектральный состав. Для целей стыковки интегрально-оптического модулятора необходимо принимать во внимание ряд требований, ограничивающих выбор источника излучения:

1. Источник должен иметь возможность управления мощностью и длительностью экспозиции.
2. Источник должен иметь возможность калибровки выходной мощности, причем процедура калибровки должна проводиться по месту установки источника.
3. Источник должен быть конструктивно пригоден для локального освещения небольшой площади.
4. Доля ИК-излучения в спектре источника должна быть минимальной для снижения нагрева освещаемой поверхности.
5. Источник должен обладать достаточной мощностью ультрафиолетового излучения для освещения объемов клея, скрытых в пазу или области между склеиваемыми поверхностями.

Последнее требование делает невозможным применение простых и доступных ультрафиолетовых светодиодов для размещения их в области стыковки компонентов. Ввиду того, что для получения достаточной мощности излучения необходимо использовать светодиоды с высоким рабочим током, и соответственно, тепловыделением, необходимо применять специальные средства для охлаждения светодиодов и обеспечения их теплового режима.

Таким образом, исходя из приведенных требований, можно выделить два класса промышленных источников ультрафиолетового излучения: источники на основе ртутных ламп высокого давления с подводными гибкими волноводами и источники ультрафиолетового излучения на основе светодиодных групп. Оба класса источников представлены в каталогах компании Excelitas, являющейся обладателем торговой марки OmniCure, широко известной в среде производителей оптоэлектронных схем, в которых есть соединение волноводов, сформированных в кристалле с оптическим волокном – фотонных интегральных схем, волоконных лазеров и фотоприёмных модулей.

К источникам излучения на основе ртутных ламп высокого давления относится серия приборов Omni Cure S, представленная приборами Omni Cure S1500 и Omni Cure S2000. Оба источника снабжаются гибкими световодами для доставки излучения к точке стыковки и полным спектром инструментов контроля дозы излучения, включая работу по программе с множеством шагов. К достоинствам источников можно отнести высокую мощность излучения источника и широкий спектр излучения. Недостатком данного решения является низкий ресурс ультрафиолетовой лампы, деградация параметров излучения при выработке ресурса и высокая стоимость.

К источникам излучения на основе ультрафиолетовых светодиодов относятся приборы серии LX, представленные блоками управления OmniCure LX400 и LX400+ и светоизлучающими LED головками UV LED MAX Heads в различных конфигурациях. К достоинствам данных источников относится высокий ресурс ультрафиолетовой головки, возможность применения фокусирующих линз того же производителя, более низкую стоимость прибора и расходных материалов. К их недостаткам относится более узкий спектр ультрафиолетового излучения, что требует большей тщательности в подборе подходящего оптического клея.

5.7.5 Вакuumные держатели оптических компонентов

Для фиксации оптических компонентов – интегрально-оптического модулятора и ВОС необходимо применять держатели, исключая механическое повреждение компонентов и обеспечивающие их надежное удержание и оперативное снятие удерживающего усилия при перемещении в пространстве с помощью микропозиционеров.

В оптоэлектронике для фиксации оптических компонентов обычно применяют два способа – механические фиксаторы и фиксаторы на основе вакуумных прижимов. Механические фиксаторы применяются в тех приложениях, где заранее точно известны геометрические параметры удерживаемой детали и свойства материала, из которого она сделана. Как правило, механические держатели применяются на серийных рабочих местах сборки оптоэлектронных устройств.

Держатели на основе вакуумного прижима широко применяются там, где требуется частая смена геометрических параметров деталей, в частности, в исследовательских установках и стендах для опытной сборки. Для работы вакуумного прижима достаточно иметь одну ровную грань оптической детали, которая укладывается на базовую поверхность, снабженную отверстием с подведенным низким вакуумом. При этом прижим осуществляется за счет действия атмосферного давления на всю поверхность детали, что исключает ее повреждение и сколы. Общий вид вакуумного прижима представлен на Рис. 5.21.

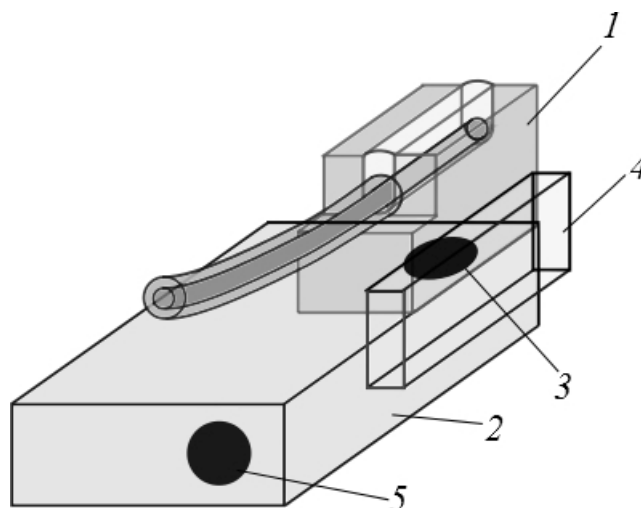


Рис. 5.21. Общий вид вакуумного держателя. 1 – ВОС, 2 – корпус держателя, 3 – прижимное отверстие, 4 – боковой прижим ВОС, 5 – вход вакуумной магистрали.

Для наглядности на Рис. 5.21 не показан передний прижим ВОС. Базовой поверхностью для ВОС является верхняя грань корпуса держателя 2, на которой расположено прижимное отверстие 3, касающееся нижней грани ВОС. Показанная конфигурация держателя является универсальной и позволяет устанавливать ВОС с широким набором геометрических параметров.

Следует отметить важность системы коммутации вакуума в магистрали, так как снятие ВОС с держателя при включенном вакууме может с высокой вероятностью привести к его повреждению.

После юстировки положения кристалла интегрально-оптического модулятора и волоконно-оптического соединителя наблюдается максимум интенсивности оптического сигнала, либо его заданное значение. Цель операции стыковки – зафиксировать взаимное расположение кристаллической

подложки модулятора и волоконно-оптического соединителя на длительный срок. Для достижения поставленной цели в точку стыковки наносится небольшое количество оптического клея, который втекает в имеющийся малый промежуток между гранью соединителя и торцом интегрально-оптического модулятора. При втекании клея изменяются условия распространения излучения в оптическом тракте, вследствие чего после нанесения клея требуется провести дополнительную юстировку положения склеиваемых деталей. Дополнительным фактором является заметное снижение оптических потерь в точке склейки при втекании клея в оптический тракт. Это связано с заполнением микротрещин и неровностей поверхности склеиваемых деталей, в некоторых случаях – с выравниванием числовых апертур склеиваемых разнородных волноводов.

После дополнительной юстировки деталей можно начинать процесс отверждения клея. Для этого используется воздействие мощного ультрафиолетового излучения, вызывающего в клею начало химической реакции, приводящей к фазовому переходу.

Крайне важно соблюдать нужное количество клея и форму капли, а также параллельность склеиваемых поверхностей (Рис. 5.22).

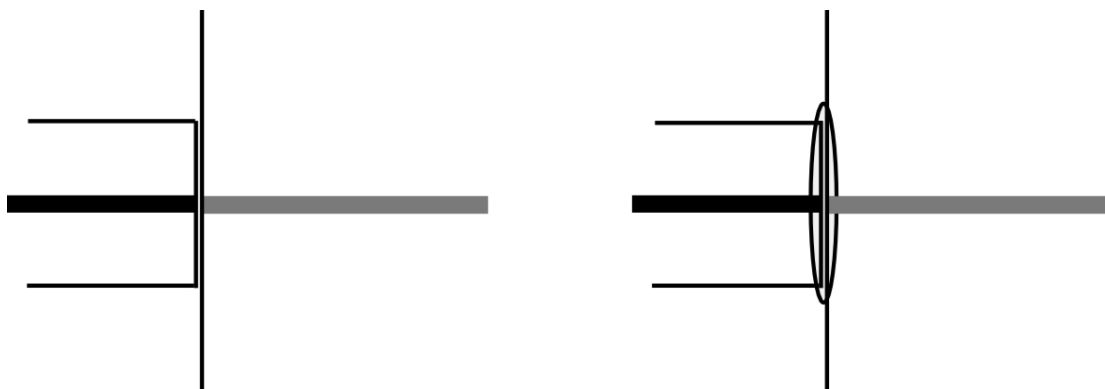


Рис. 5.22. Правильное исходное положение склеиваемых деталей (слева) и капля клея правильной формы (справа), нанесенная в нужное место.

Неравномерное нанесение клея может приводить в ходе полимеризации к смещению оптических осей волновода модулятора и оптического волокна, что приведет к росту оптических потерь в ходе склеивания и резко повысит чувствительность такого соединения к перепадам температуры (Рис. 5.23).

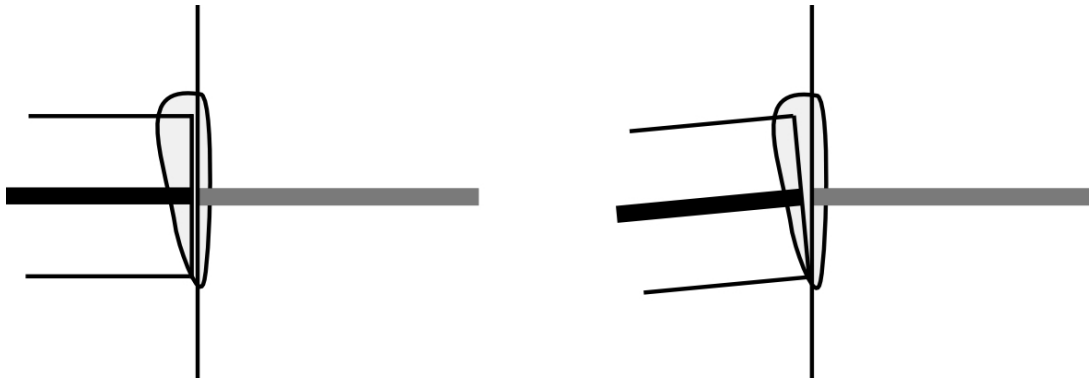


Рис. 5.23. Положение склеиваемых деталей после отверждения неправильно нанесенной капли клея.

Образующийся при неправильном склеивании клин может приводить к возникновению паразитного интерферометрического сигнала при эксплуатации интегрально-оптического модулятора при изменяющейся температуре.

5.7.6 Электрические соединения

Предполагается, что СВЧ сигнал подводится через стандартный СВЧ тракт с волновым сопротивлением 50 Ом. Стандартный СВЧ разъем типа SK 2.92 будет с запасом обеспечивать полосу пропускания (до 40 ГГц). Данные разъемы требуют высокой точности позиционирования и обеспечения идеального электрического контакта (Рис. 5.24).

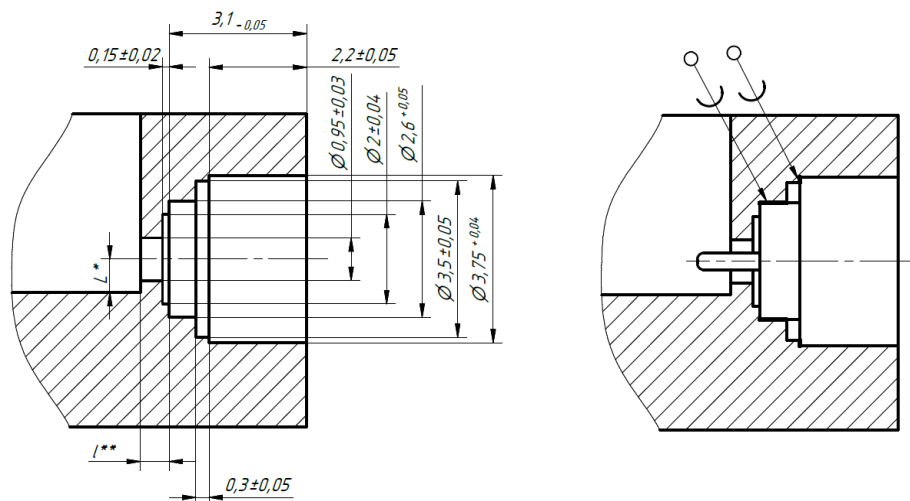


Рис. 5.24. Рекомендуемое установочное отверстие и для СВЧ разъема

Требования к характеристикам низкочастотного входа управления рабочей точкой существенно ниже, и могут быть использованы обычные штырьковые контакты.

Для реализации электрических соединений внутри корпуса должны быть использованы сварные соединения золотой проволокой и фольгой.

Дополнительным элементом электрической схемы модулятора является резистор, на который нагружены копланарные СВЧ электроды для создания режима бегущей волны. Основные требования накладываются на размер резистора, который во избежание возникновения электрических резонансов должен быть значительно меньше длины электромагнитной волны в копланарной линии электродов, а его номинал должен быть согласован с волновым сопротивлением копланарной линии, образующей СВЧ электроды. Предлагается копланарная конфигурация резистора с минимальными размерами, обеспечивающими надежные и высокопроизводительные сварные соединения (Рис. 5.25.).

Длина СВЧ волны на частоте 40 ГГц в согласованной линии с эффективным показателем преломления $N = 2.18$ составляет около 20 мм. Наибольший размер в геометрии резистора почти в 10 раз меньше длины волны, поэтому резистор с высокой точностью может рассматриваться как сосредоточенный элемент, и конкретная конфигурация его контактных площадок слабо влияет на характеристики согласования. Нижняя сторона резистора должна быть металлизирована и иметь хороший электрический и тепловой контакт с внешним металлическим корпусом. При полуволновом напряжении около 5 В средняя рассеиваемая на резисторе (терминаторе) мощность составляет 0.3 Вт.

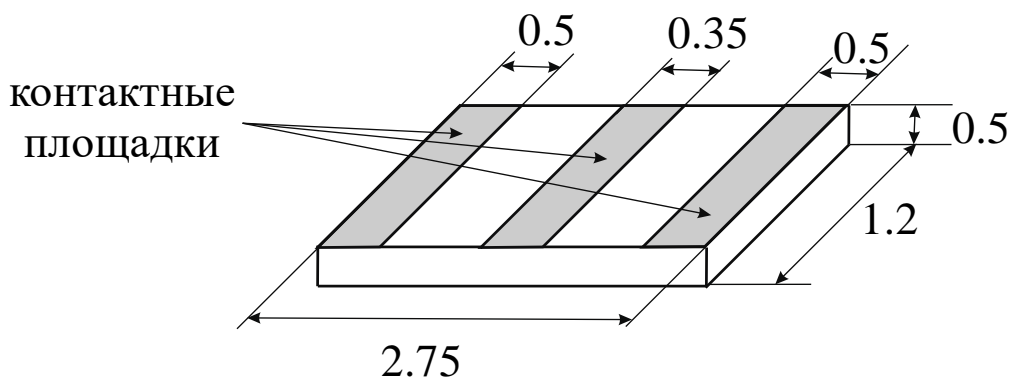


Рис. 5.25. Конфигурация резистора согласованной нагрузки (терминатора) Контактные площадки выполнены из золота, материал подложки – поликор.

Типичная 3-D модель корпуса показана на Рис. 5.26. Корпус должен быть изготовлен из материала, имеющего высокую электрическую и тепловую проводимость. Крышка корпуса должна иметь хороший электрический контакт с основной несущей частью. Идеальным является герметизированный сварной корпус. Сам чип модулятора закрепляется в корпусе на эластичный клей, чем

обеспечивается механическая развязка, необходимая при работе в широком диапазоне температур и в условиях тряски и внешних вибраций.

Расстояние между чипом и корпусом, с одной стороны, должно быть минимальным, чтобы минимизировать размеры. С другой стороны, это расстояние должно быть достаточным, чтобы исключить связь мод бегущей волны копланарных СВЧ электродов и резонансных мод корпуса, т.е. оно должно как минимум в 10 раз превосходить максимальный межэлектродный зазор, т.е. должно быть около 5 мм. Дополнительно на крышку модулятора помещают слой поглощающего в СВЧ диапазоне материала.

Для удобства сборки и монтажа в состав корпуса входят переходные СВЧ платы. Данные платы выполняют дополнительную функцию согласования волновых сопротивлений в области высоких частот, для минимизации обратных отражений. Посадочные места под эти платы выполнены в виде профрезированных углублений.

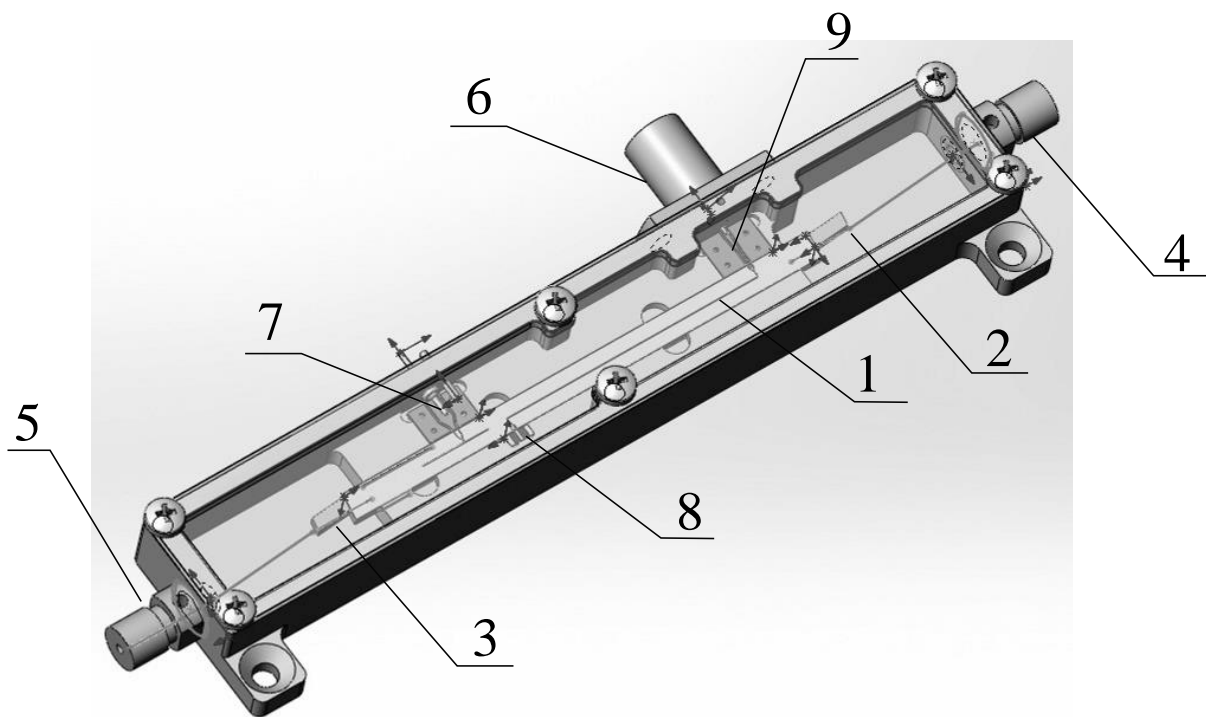


Рис. 5.26. 3-D модель корпуса интегрально-оптического модулятора. 1 – чип; 2, 3 – пристыкованные оптические волокна; 4,5 – втулки для фиксации оптического волокна; 6 – СВЧ разъем; 7 – переходная плата электродов постоянного тока (смещения); 8 переходная плата электродов постоянного тока (смещения) согласованный планарный резистор (терминатор); 9– переходная СВЧ плата согласования.

Для удобства монтажа чипа в корпусе предусмотрена направляющая канавка, вдоль которой чип с подсоединенными оптическими волокнами может перемещаться, и дополнительные углубления для ввода фиксирующего чип клея.

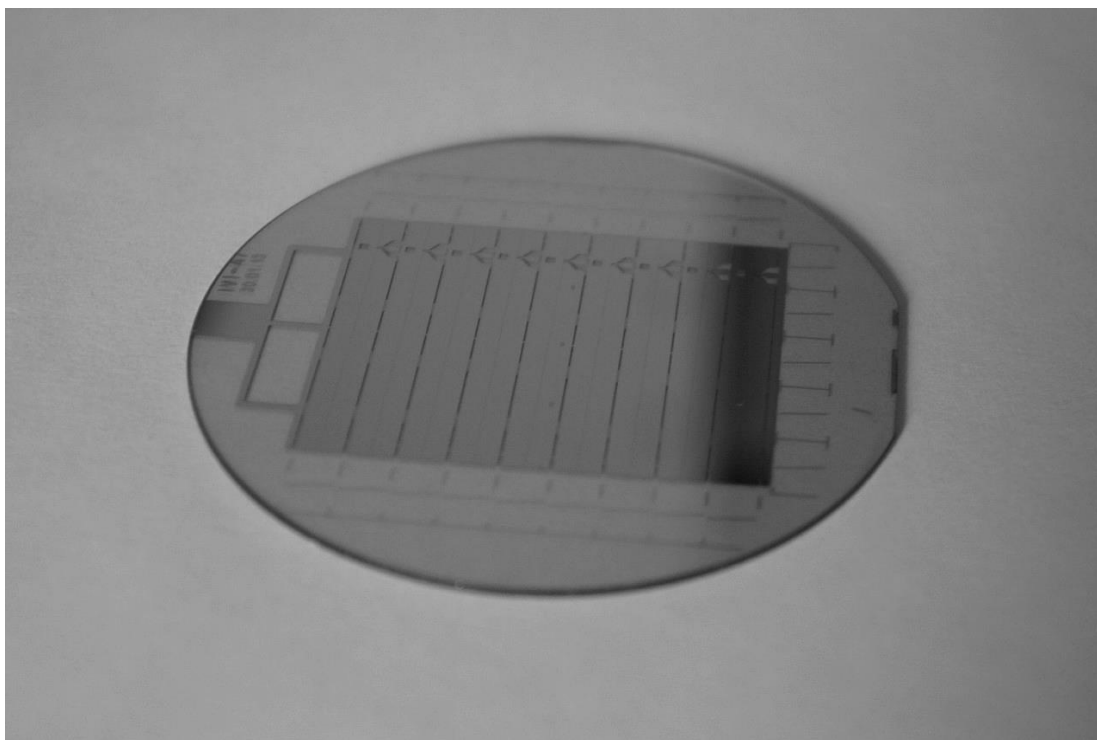
Входное и выходное оптические волокна фиксируются в специальных втулках, предохраняющих волокно от поломки и отрыва от чипа.

5.7.7 Установка модулятора в корпус

Изготовленные по групповой технологии на одном вэйфере модуляторы разделяются на отдельные чипы с использованием методов алмазной резки. Торцы чипов полируются и подготавливаются для стыковки с оптическим волокном.

Для стыковки оптического волокна с интегрально-оптической структурой используется технология приклеивания в торец при помощи оптического клея. Выбор оптического клея с показателем преломления, имеющим промежуточное значение между показателем преломления кварцевого стекла (материала оптического волокна) и кристаллической подложки, позволяет существенно снизить потери на отражение и, что более важно, понизить уровень шумов, связанный с обратным отражением.

а)



б)

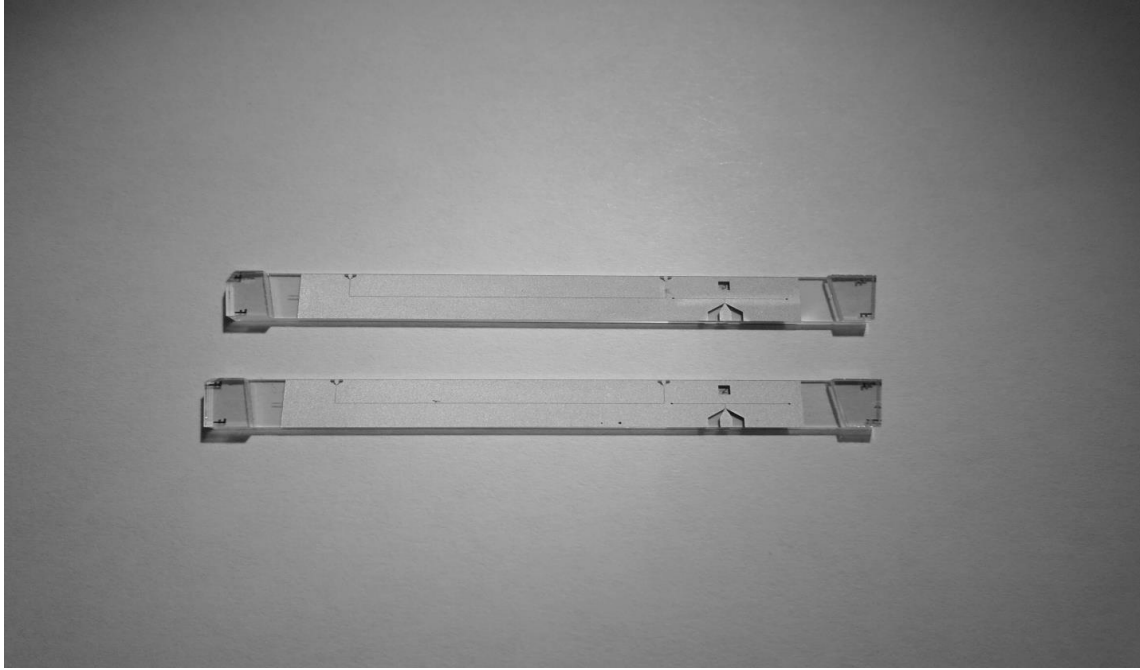


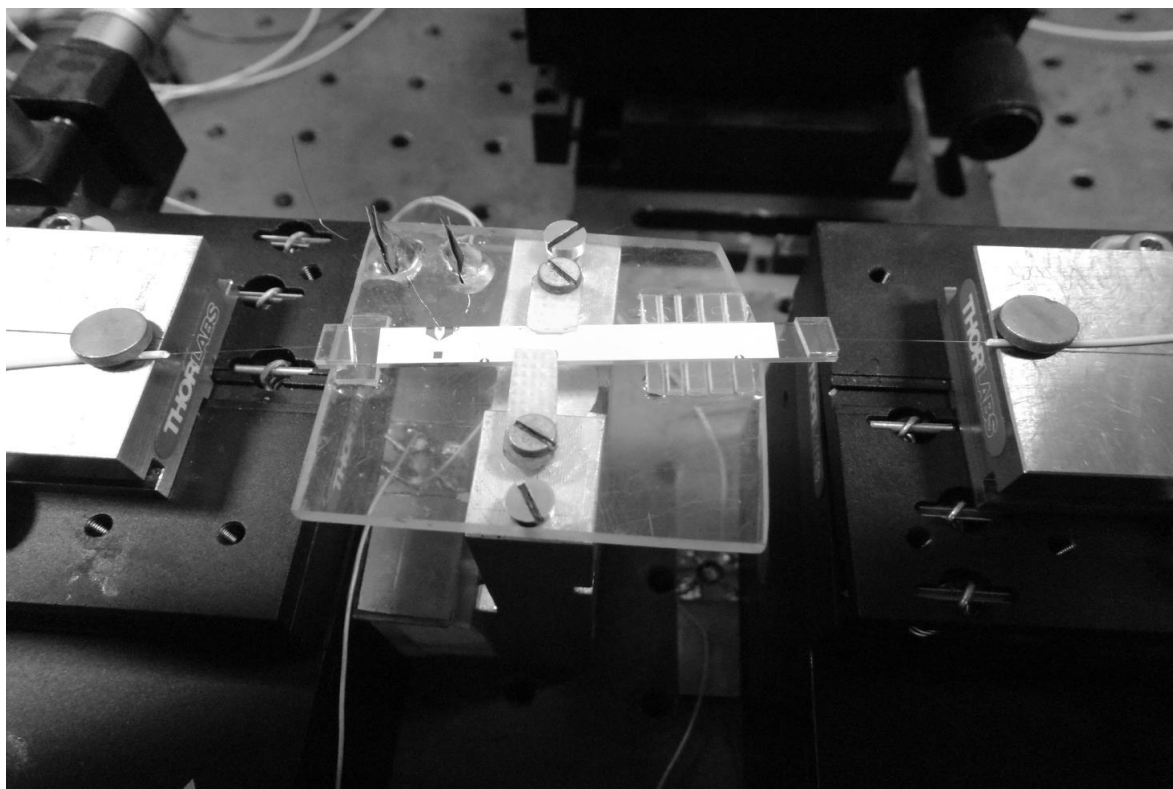
Рис. 5.27. а) Вэйфер с изготовленными 9 чипами экспериментальных образцов СВЧ модуляторов. б) Отдельные чипы модуляторов после резки и полировки.

Ключевым элементом технологической установки для стыковки оптического волокна является прецизионная трёхкоординатная подвижка с пьезоэлектрическим приводом, дающая точность позиционирования до 10 нм. Кроме того, интегрально-оптическая структура устанавливалась на регулируемом столике, позволяющем изменять наклон подложки в двух перпендикулярных плоскостях. При стыковке осуществлялась последовательная регулировка по 5 степеням свободы. Сигнал, введенный из волокна и прошедший через интегрально оптическую структуру, регистрируется на фотоприемнике. Для визуального наблюдения за стыковкой в установку был интегрирован оптический микроскоп. Отдельный блок установки, состоящий из УФ источника на основе ртутной лампы с оптической системой формирования пятна, предназначался для ультрафиолетовой сушки оптического клея.

Стандартный метод увеличения площади приклейки связан с вклейкой оптического волокна в канавку кристаллического чипа (волоконно-оптического соединителя ВОС) по большой боковой поверхности. Полировка торцевой поверхности такой сборки происходит под фиксированным углом. Площадь торцевой поверхности ВОС составляет единицы квадратных миллиметров, что на два порядка больше, чем площадь одиночного волокна. Кроме того, использование ВОС позволяет существенно улучшить качество полировки торца и обеспечить минимальный зазор и минимальный слой клея. Все это в

конечном итоге на порядки увеличивает прочность и стабильность оптических соединений МИОС с волокном.

Для изготовления ВОС могут использоваться различные материалы. Оптимальным является использование ниобата лития, поскольку идентичность характеристик ВОС и чипа обеспечивает наибольшую стойкость к изменению внешних условий в процессе эксплуатации модуляторов. Альтернативным методом изготовления ВОС являются кремниевые подложки. Анизотропное травление кремния в определенной кристаллографической ориентации позволяет получать канавки V-образной формы (англ.: *V-groves*), что обеспечивает высокую точность позиционирования оптического волокна по высоте. Кроме того, использование фотолитографии позволяет реализовывать высокую точность позиционирования и по поперечной координате (см. Рис. 5.28). В настоящее время на рынке работает ряд производителей, изготавливающих такие кремниевые чипы. Использование кремниевых технологий позволяет изготавливать их в больших объемах.



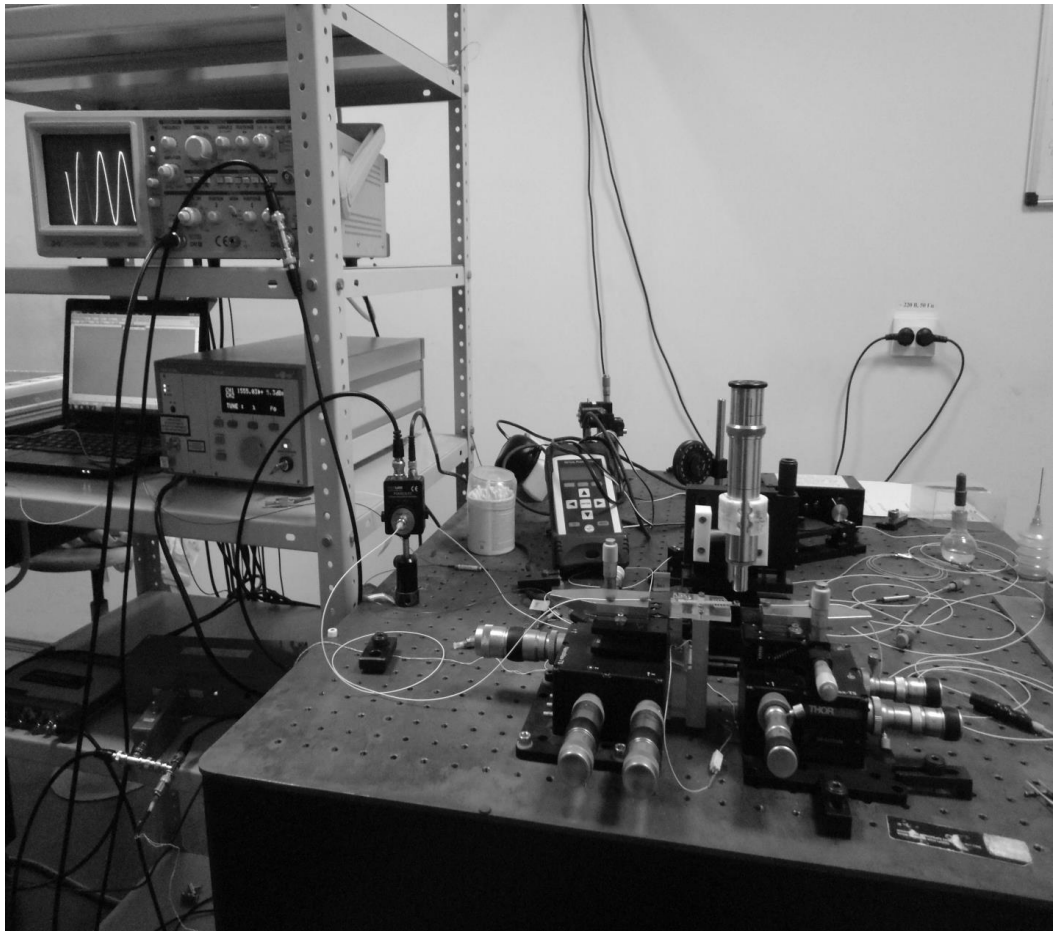


Рис. 5.28. Установка для стыковки чипов с оптическим волокном.

Еще одну важную дополнительную возможность дает высокая точность кремниевых технологий – это возможность одновременного соединения с несколькими оптическими волокнами.

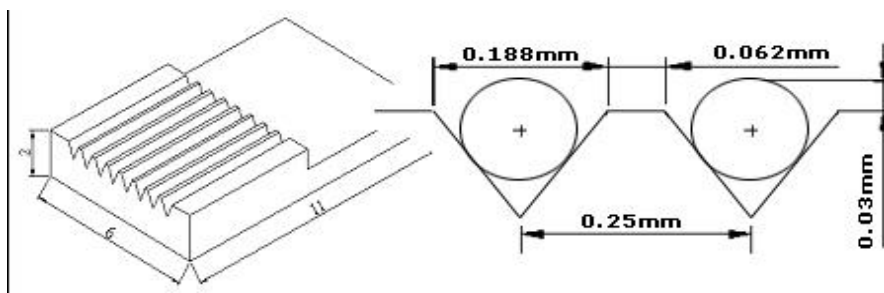


Рис. 5.29. Чипы с V канавками (V –grooves).

Однако использование ВОС для склейки снижает число степеней регулировки и соответственно повышает требования к точности топологии чипов модуляторов. Требования по точности полировки торцевой поверхности

чипов составляют $\pm 0.1^\circ$. Торцы чипов полируются группами, сложенными в пачки по 10 – 20 образцов. Групповая полировка обеспечивает необходимую точность по углу и плоскостности.

Перед установкой чипа в корпус проводится подготовка корпуса, а именно припайка разъемов, нагрузочного резистора и переходных СВЧ плат согласования. Дело в том, что максимальная температура, которую выдерживают оптические соединения с использованием клея, составляет 95°C , в то время как установка разъемов и плат осуществляется методом пайки с использованием паяльной пасты с температурой плавления 185°C . Сначала паяльная паста наносится шприцевым дозатором непосредственно на посадочные места в корпусе. Затем – на переходной контакт СВЧ разъема.

Элементы устанавливались в посадочные места. На посадочное место чипа модулятора устанавливался выравнивающий элемент, который обеспечивал сохранение позиций элементов в процессе плавления и застывания паяльной пасты. После процедуры пайки элементы четко зафиксированы, а соединение с корпусом обеспечивает хороший электрический и тепловой контакт.

Чип модулятора закрепляется в корпусе на эластичный клей, чем обеспечивается механическая развязка, необходимая при работе в широком диапазоне температур и в условиях тряски и внешних вибраций. Для удобства монтажа чипа в корпусе предусмотрена направляющая канавка, вдоль которой чип с подсоединенными оптическими волокнами может перемещаться, и дополнительные углубления для ввода фиксирующего чип клея. Входное и выходное оптические волокна фиксируются в специальных втулках, предохраняющих волокно от поломки и отрыва от чипа. Для реализации электрических соединений внутри корпуса используются сварные соединения золотой проволокой. Сварка осуществляется на установке контактной сварки с расщепленным электродом.

Обычно типового соединения земляного контакта СВЧ электродов с земляными контактами переходной платы и нагрузочного резистора недостаточно. На передаточных характеристиках образцов наблюдаются резонансные пики, которые объясняются как возбуждение по земле резонансных СВЧ мод корпуса. Обварка земляных электродов на корпус по всему периметру позволяет на порядок уменьшить амплитуду данных резонансов, в особенности в области низких частот.

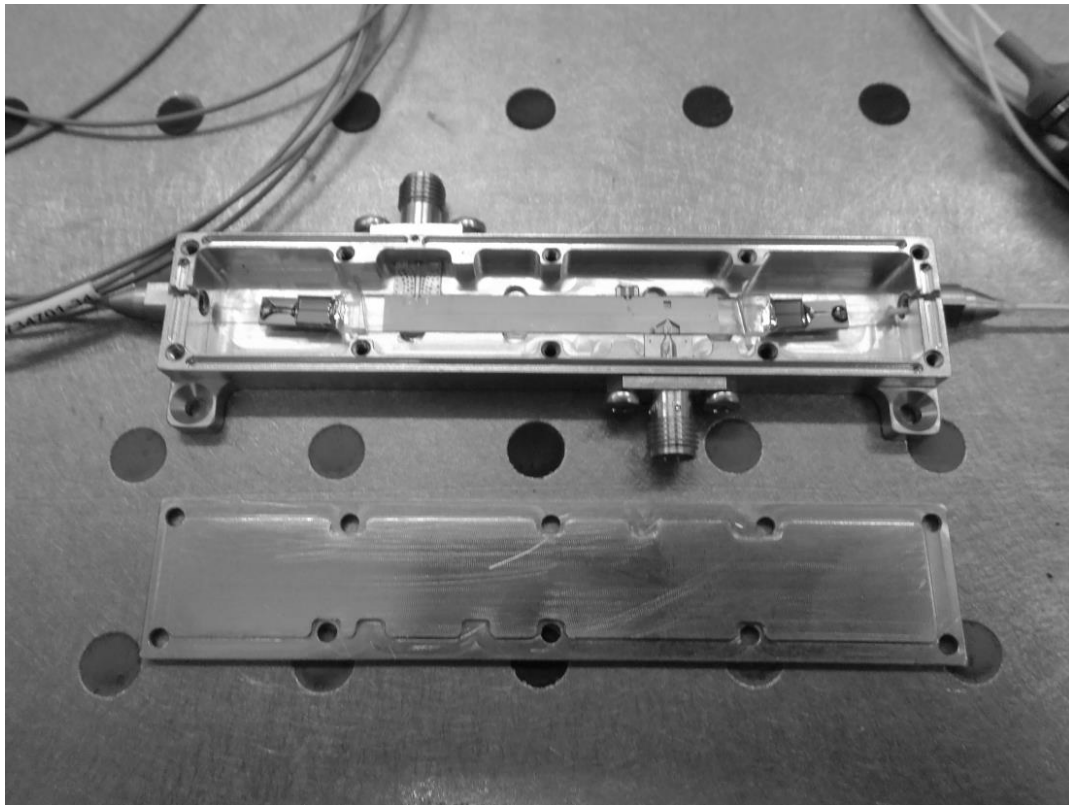


Рис. 5.30. Закорпусированный образец интегрально-оптического СВЧ модулятора

5.8 Список контрольных вопросов к Главе 5

1. Перечислите основные технологии для создания оптических волноводов в ниобате лития.
2. Перечислите основные этапы изготовления СВЧ интегрально-оптических модуляторов на основе электродов бегущей волны.
3. В чём физический смысл использования резистора согласованной нагрузки?

Глава 6. ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДУЛЯТОРОВ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассматриваемые здесь модуляторы предназначены для передачи сигналов или, в более общем виде, для передачи информации на оптической несущей. Для неискажённой передачи модулятор должен отвечать требованиям линейной системы.

6.1 Оптический модулятор как линейная система передачи информации

6.1.1 Определение линейной системы

Система называется линейной, если она отвечает принципу суперпозиции: при подаче на вход системы линейной комбинации двух воздействий AX_1 и CX_2 откликом на её выходе будет линейная комбинация BY_1 и DY_2 при любых значениях A , C , и при любых функциях X_1 и Y_1 . Графическая иллюстрация этого определения приведена на Рис. 6.1:

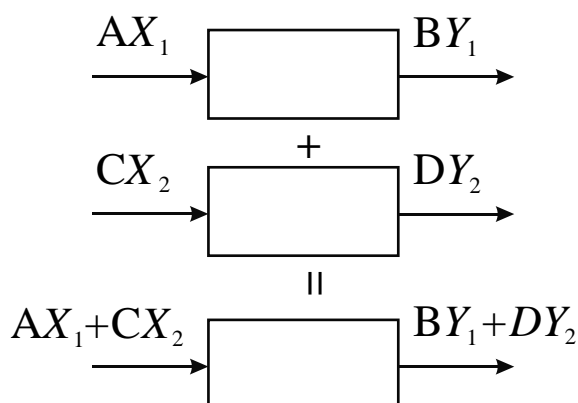


Рис. 6.1. К определению линейной системы. Входные воздействия: AX_1 и CX_2 , отклики на выходе: BY_1 и DY_2 .

Отклик системы на два одновременных воздействия $AX_1 + CX_2$ есть линейная комбинация (суперпозиция) откликов BY_1 и DY_2 на каждый из входных воздействий по отдельности.

Применительно к системам, оперирующим с периодическими временными сигналами, линейность позволяет проводить гармонический анализ, исследуя прохождение сигнала, имеющего набор частот, на каждой частоте по отдельности. Итоговый результат получается путём суммирования отдельных откликов системы.

Рис. 6.2 иллюстрирует определение линейности системы для временных сигналов.

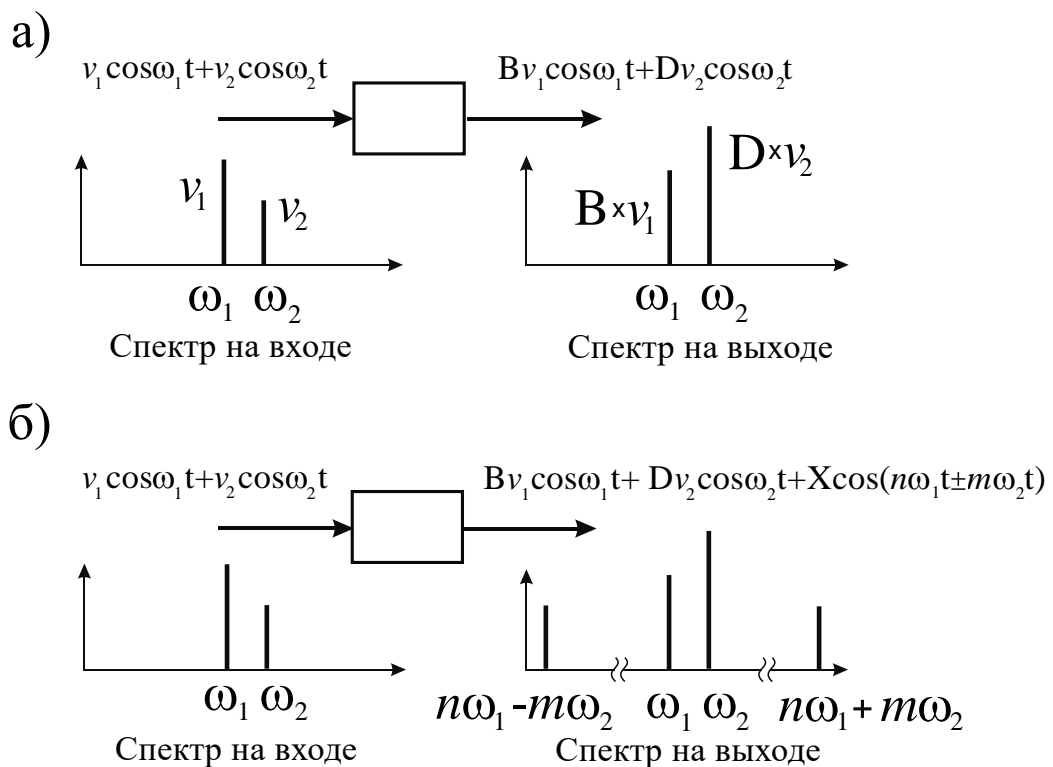


Рис. 6.2. К определению линейной системы, оперирующей с временными сигналами.

На вход поступает сигнал, имеющий две гармоники: ω_1 и ω_2 .

На выходе линейной системы (а) имеются те же частоты ω_1 и ω_2 . Амплитуда колебаний может измениться по отношению к входным, это отражено коэффициентами В и D. На выходе нелинейной системы (б) возникают т.н. интермодуляционные члены в виде высших гармоник. Нелинейность может проявляться как на чётных гармониках, так и на нечётных.

6.1.2 Рабочая точка и возникновение нелинейностей в амплитудном модуляторе

Рассмотрим амплитудный модулятор, выполненный на основе интерферометра Маха-Цендера. Амплитудная модуляция возникает за счёт интерференции двух волн на выходе интерферометра (Рис. 6.3.). Интерференция может быть как конструктивная – интерферирующие волны находятся в фазе, так и деструктивная – интерферирующие волны находятся в противофазе. Если плечи интерферометра сфазированы таким образом, что разность фаз $\Delta\varphi$ между ними составляет нечётное число полувольт, т.е. $\pm\pi$, $\pm 3\pi$, $\pm 5\pi$, ..., то пропускание интерферометра равно нулю, и свет на данной длине волны не проходит сквозь него. Это состояние соответствует точке «А» на Рис. 6.3. Отметим, что закон сохранения энергии в этом случае не нарушается, так как проходящая мода уходит из волновода и начинает распространяться в подложке с большими потерями, в результате чего затухает. Если разность фаз между плечами интерферометра составляет чётное число полувольт, включая 0, т.е. 0, $\pm 2\pi$, $\pm 4\pi$, ..., то пропускание интерферометра – максимальное, и весь свет на данной длине волны проходит сквозь него. Это состояние соответствует

точке «В». Если же разность фаз между плечами интерферометра составляет $\pm\pi/2, \pm3\pi/2, \dots$, то тогда пропускание интерферометра равно $1/2$. Это состояние соответствует точке «Б». Все остальные, промежуточные состояния, соответствуют множеству точек, лежащих на кривой (*ac*), соединяющей точки «А», «Б», и «В».

Как правило, для практической работы в линиях связи, используют состояние, соответствующее точке «Б». В этом состоянии интерферометр является линейной системой, что обеспечивает передачу сигнала без искажений.

Точку, которая соответствует фазировке интерферометра (т.е. соотношению длин плеч), используемой для его работы, называют рабочей точкой (РТ).

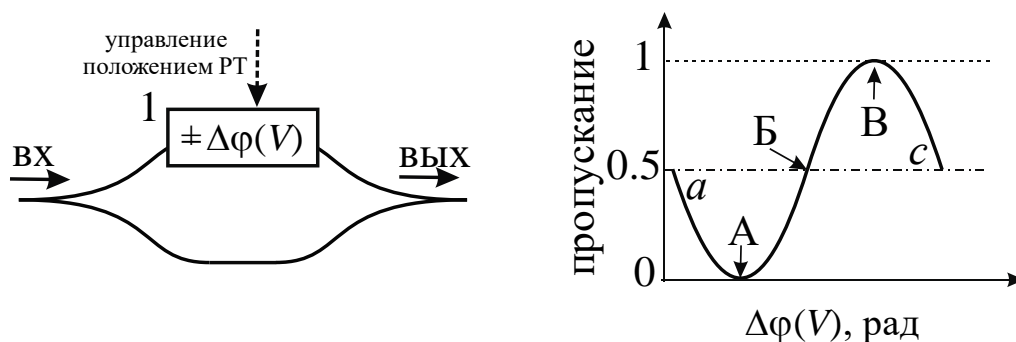


Рис. 6.3. АМ модулятор на основе интерферометра Маха-Цендера (слева). 1 – фазовый модулятор, обеспечивающий стабилизацию РТ. Передаточная функция АМ модулятора (справа).

При изготовлении модулятора, даже с использованием интегральных технологий, не удаётся создать «идеальный» интерферометр с заданной разностью фаз между плечами, т.е. с заданным положением РТ. Более того, в процессе работы устройства, в силу, например, изменения окружающей температуры или других внешних воздействий, разность длин плеч интерферометра, как правило, относительно медленно меняется. В результате РТ интерферометра случайным образом движется вдоль кривой (*ac*). Для настройки интерферометра в рабочий режим, и дальнейшего удержания РТ в требуемом состоянии используют фазовый модулятор (1), Рис. 6.3, который постоянно поддерживает заданную разность фаз между плечами за счёт компенсации изменения длин плеч и тем самым стабилизирует положение РТ.

Теперь рассмотрим работу АМ модулятора со стабилизированной РТ и фотоприёмником на выходе (Рис. 6.4).

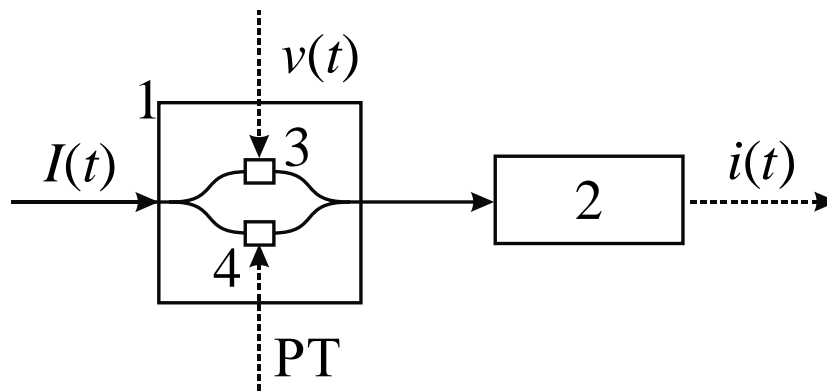


Рис. 6.4. 1 – АМ модулятор на основе интерферометра Маха-Цендера со стабилизацией РТ, 2 – фотоприёмник, 3 – СВЧ фазовый модулятор, 4 – фазовый модулятор, обеспечивающий стабилизацию РТ. $v(t)$ – входной электрический сигнал (СВЧ), $i(t)$ – электрический сигнал на выходе фотоприёмника, РТ – сигнал стабилизации рабочей точки. Сплошные линии – оптические связи, штрих-пунктирные – электрические связи.

Сначала рассмотрим работу интерферометра, РТ которого находится на линейном участке передаточной функции (точка «Б»), т.е. исходная разность фаз между плечами равна $\pm\pi/2$, $\pm3\pi/2$ и т.д. Можно выделить два случая. Первый – работа при малых амплитудах входного сигнала (Рис. 6.5, а), и при больших амплитудах входного сигнала (Рис. 6.5, б).

При работе на малой амплитуде используется отрезок передаточной функции, который с высокой точностью можно аппроксимировать прямой линией. (Более точное определение «большой» и «малой» амплитуд будет дано в следующем разделе.) Достаточно упрощённо можно сказать, что амплитуда входного сигнала не превышает линейный участок передаточной функции. Увеличение входного сигнала приводит к увеличению выходного сигнала, а уменьшение входного сигнала – к уменьшению выходного. В этом случае, при подаче на вход гармонического сигнала с частотой ω , на выходе фотоприёмника будем наблюдать сигнал на такой же частоте, абсолютно без искажений. Увеличение или уменьшение амплитуды выходного сигнала по отношению к амплитуде входного сигнала определяется только углом наклона линейного участка передаточной функции.

Совсем иная ситуация возникает, когда, например, амплитуда входного сигнала заметно выходит за границы линейного участка, как это показано на Рис. 6.5, б). Видно, что при прохождении нарастающего сигнала через точку максимума передаточной функции происходит уменьшение амплитуды выходного сигнала, а при обратном уменьшении входного сигнала – наоборот – выходной сигнал на данном участке возрастает. Это приводит к нелинейным искажениям в виде появления локального минимума в осциллограмме выходного сигнала. Из графических пояснений видно, что эти минимумы соответствуют третьей временной гармонике входного сигнала. Таким образом, в спектре выходного сигнала, дополнительно к первой гармонике, появляется третья гармоника 3ω .

Теперь рассмотрим работу модулятора для случая, когда РТ соответствует положению «А», т.е. когда плечи интерферометра находятся в противофазе. Рис. 6.5 в) поясняет работу АМ модулятора при малых амплитудах входного сигнала. Видно, что, как при увеличении, так и при уменьшении амплитуды входного сигнала выходной сигнал только увеличивается. Таким образом, на выходе всегда имеем сигнал на второй гармонике 2ω . Сигнал на первой гармонике здесь принципиально отсутствует.

При больших амплитудах входного сигнала (Рис. 6.5, г) в осциллограмме выходного сигнала возникают искажения, связанные с чётными, т.е. начиная с четвёртой и более высокими гармониками.

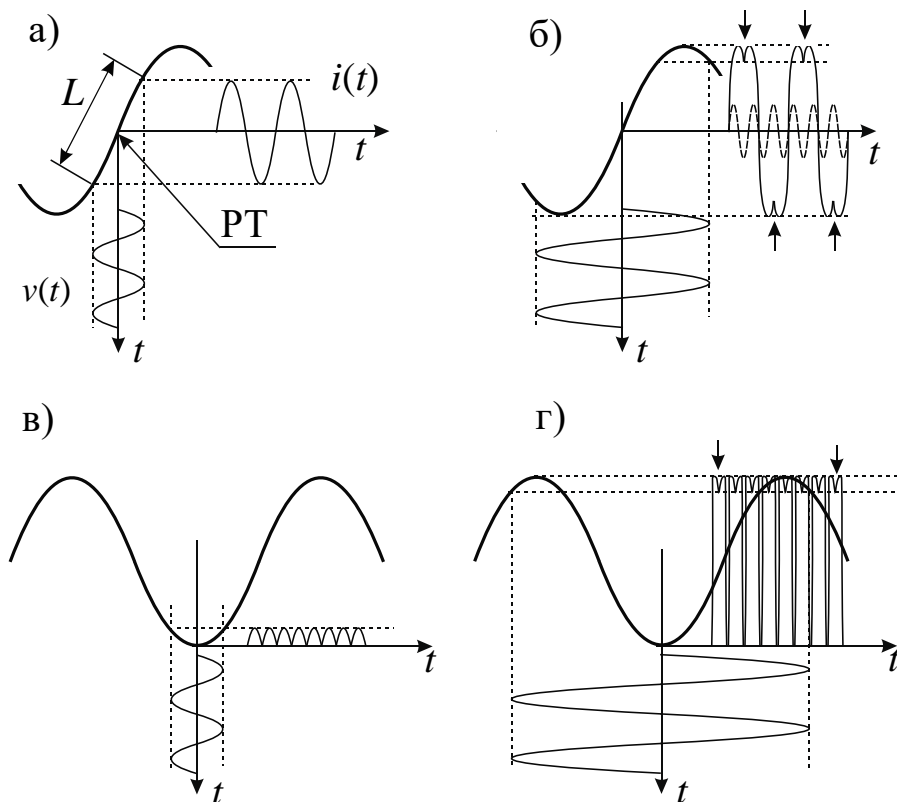


Рис. 6.5. Возникновение нелинейных искажений в АМ модуляторе. РТ – рабочая точка, L – линейный участок передаточной функции. а): модулятор в линейном режиме, РТ находится на середине линейного участка передаточной функции, малая амплитуда входного сигнала; б): возникновение кратных (нечётных) гармоник при больших амплитудах входного сигнала, даже когда РТ находится на линейном участке; в): модулятор в нелинейном режиме, РТ точка находится в минимуме или максимуме передаточной функции, вторая гармоника возникает даже при малых амплитудах входного сигнала; г): возникновение кратных (чётных) гармоник при больших амплитудах входного сигнала.

6.1.3 Анализ нелинейностей АМ модулятора

Следуя [408], проведём подробный анализ нелинейностей, возникающих при работе АМ модулятора. Для модулятора, показанного на Рис. 6.4, сигнал на

выходе фотоприёмника, далее – выходной сигнал, может быть записан следующим образом:

$$i(t) = \frac{I(t)S}{2} \left\{ 1 - \cos \left(R + \frac{\pi}{V_\pi} v(t) \right) \right\}. \quad (6.1)$$

Здесь: $i(t)$ – сигнал на выходе фотоприёмника, $I(t)$ – оптическая мощность, подаваемая на вход модулятора, S – чувствительность фотоприёмника, R – рабочая точка, V_π – полуволновое напряжение, $v(t)$ – входной электрический сигнал.

Из (6.1) следует, что при разложении в степенной ряд выражения под знаком косинуса возникает произведение $I(t) \times v(t)$, что приведёт к появлению членов высших порядков. Ниже рассмотрим процесс возникновения нелинейностей при подаче на вход модулятора двух сигнала, содержащего две разные частоты ω_1 и ω_2 :

$$v(t) = v_1 \sin \omega_1 t + v_2 \sin \omega_2 t. \quad (6.2)$$

Тогда из (6.1) и (6.2) получаем:

$$\begin{aligned} & \cos \left(R + \frac{\pi}{V_\pi} (v_1 \sin \omega_1 t + v_2 \sin \omega_2 t) \right) = \\ & = \operatorname{Re} \left\{ \exp(jR) \sum_n \sum_m J_n \left(\frac{\pi v_1}{V_\pi} \right) J_m \left(\frac{\pi v_2}{V_\pi} \right) \exp [j(n\omega_1 + m\omega_2)t] \right\}, \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$n, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Здесь J_p – функция Бесселя первого рода p -го порядка. В выражении (6.3) порядок итогового члена получается путём суммирования по номерам $|n| + |m|$.

Выражение (6.3) можно записать в более удобном виде для последующего анализа:

$$\cos\left(R + \frac{\pi}{V_{\pi}}(v_1 \sin \omega_1 t + v_2 \sin \omega_2 t)\right) = \begin{cases} \cos RJ_0\left(\frac{\pi v_1}{V_{\pi}}\right)J_0\left(\frac{\pi v_2}{V_{\pi}}\right) & n = m = 0 \\ (\pm 1)^n 2 \cos RJ_n\left(\frac{\pi v_1}{V_{\pi}}\right)J_m\left(\frac{\pi v_2}{V_{\pi}}\right) \cos(n\omega_1 \pm m\omega_2)t & n + m \text{ — чётные} \\ -(\pm 1)^{n+1} 2 \sin RJ_n\left(\frac{\pi v_1}{V_{\pi}}\right)J_m\left(\frac{\pi v_2}{V_{\pi}}\right) \sin(n\omega_1 \pm m\omega_2)t & n + m \text{ — нечётные} \end{cases} \quad (6.4)$$

Отметим, что рабочая точка R задаёт набор абсолютных значений высших гармоник. Для значений $R = \pm\pi/2, \pm 3\pi/2, \dots$, сохраняются только нечетные гармоники. Для значений $R = 0, \pm\pi, \dots$, сохраняются только чётные гармоники.

Член нулевого порядка в разложении, соответствующий случаю $n=m=0$, не зависит от времени и есть постоянная составляющая. В дальнейшем мы его не рассматриваем.

Следующим является член первого порядка, получаемый для $n=1, m=0$, и осциллирующий на первой гармонике:

$$J_1\left(\frac{\pi v_1}{V_{\pi}}\right)J_0\left(\frac{\pi v_2}{V_{\pi}}\right) \sin \omega_1 t. \quad (6.5)$$

Произведение функций Бесселя первого рода первого и нулевого порядка описывают поведение сигнала на первой гармонике в зависимости от амплитуд v_1 и v_2 .

Член третьего порядка, получаемый для $n=1, m=2$ имеет вид:

$$J_1\left(\frac{\pi v_1}{V_{\pi}}\right)J_2\left(\frac{\pi v_2}{V_{\pi}}\right) \sin(2\omega_2 - \omega_1). \quad (6.6)$$

Этот член называется интермодуляционным, он осциллирует на частоте $2\omega_2 - \omega_1$.

На Рис. 6.6 показаны графики функций J_0J_1 и J_1J_2 для входного сигнала, имеющего две частоты: ω_1 и ω_2 .

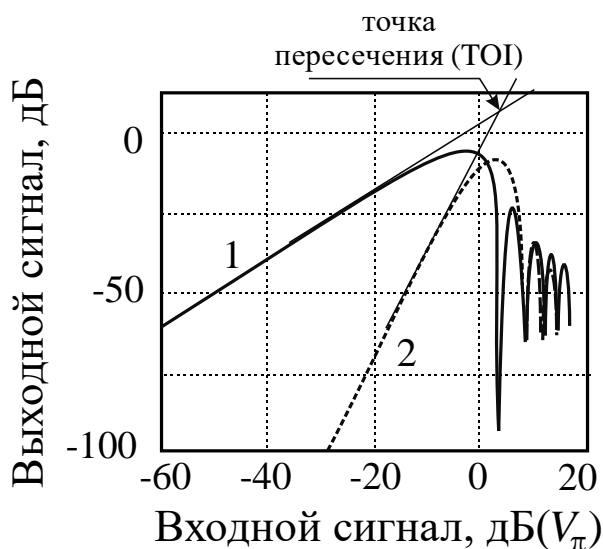


Рис. 6.6. График зависимости членов первого и третьего порядков для входного сигнала на двух частотах с одинаковыми амплитудами как функция напряжения входных электрических сигналов. За значение «0 дБ» принято напряжение, равное V_{π} .

1 – зависимость J_0J_1 (передаточная функция первой гармоники), 2 – зависимость J_1J_2 (передаточная функция интермодуляционной компоненты на частоте $2\omega_2 - \omega_1$).

На этом графике величина управляющего напряжения приведена в децибелах относительно полуволнового напряжения.

Для дальнейшего рассмотрения интересной является виртуальная точка пересечения графиков для первого и третьего порядков при их продолжении прямой линией (англ.: *third order intersection point, TOI*). Эта точка определяет величину управляющего напряжения v_{TOI} , при которой интермодуляционные искажения, связанные с членом третьего порядка, становятся равными с сигналом, определяемым членом первого порядка. Приравняв друг к другу выражения (6.5) и (6.6) и используя приближение функции Бесселя для малого аргумента, можно найти искомую величину управляющего напряжения:

$$v_{TOI} = 2\sqrt{2} \frac{V_{\pi}}{\pi}. \quad (6.7)$$

Используя терминологию «полуволнового напряжения», эта величина равна $+5.1 \text{ дБ}V_{\pi}$. Это значение напряжения можно пересчитать в значение соответствующей мощности: управляющее напряжение $0 \text{ дБ}V_{\pi}$ соответствует $P_{\pi} = +25.2 \text{ дБм}$ (при $V_{\pi} = 7 \text{ В}$), следовательно, для точки пересечения $P_{TOI} = +30 \text{ дБм}$.

Ещё одной характеристикой, которую также используют для описания нелинейности, является так называемая точка компрессии (уменьшения) сигнала на основной гармонике на 1 дБ (англ.: *1-dB compression point*). В литературе точкой компрессии $v_{-1\text{дБ}}$ называется амплитуда входного сигнала,

при которой выходной сигнал уменьшается на 1 дБ по сравнению со значением, которое он мог бы достигнуть при линейном росте (Рис. 6.7).

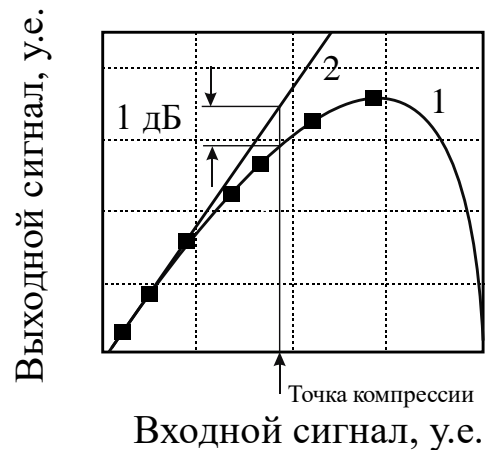


Рис. 6.7. Определение точки компрессии $v_{-1\text{дБ}}$. Символы – экспериментально измеренные точки, 1 – зависимость J_0J_1 , подогнанная к экспериментальным точкам, 1 – прямая, соответствующая росту выходного сигнала при малых амплитудах.

Точку компрессии можно определить исходя из соотношения:

$$J_1\left(\frac{\pi v}{V_\pi}\right) \approx 0.89 \frac{\pi v}{2V_\pi}. \quad (6.8)$$

Тогда для $v = v_{-1\text{дБ}}$, получаем простое соотношение:

$$v_{-1\text{дБ}} = \frac{V_\pi}{\pi}. \quad (6.9)$$

Или, что эквивалентно: $v_{-1\text{дБ}} = -3.9 \text{ дБ}V_\pi$.

6.1.4 Динамический диапазон АМ модулятора

Динамический диапазон модулятора определяется дробовым шумом (англ.: *shot noise*). Дробовый шум задаёт нижний предел детектирования сигнала. В этом случае минимальная величина пикового значения управляющего напряжения V_{\min} , которая может быть продетектирована фотоприёмником, задаётся следующим выражением [408]:

$$V_{\min} = 2 \frac{V_\pi}{\pi} \sqrt{qB i_{\text{avg}}}. \quad (6.10)$$

Здесь: q – заряд электрона, B – полоса частот фотоприёмника, и i_{avg} – среднее значение детектируемого фототока дробового шума. Тогда, например, для $i_{avg} = 1$ мА, получаем $V_{min} = -156$ дБ V_{π} (см. Рис. 6. 8). Это значение задаёт нижнюю границу спектрального диапазона, свободного от нелинейных искажений (англ.: *spectral free dynamic range, SFDR*). Величина входного сигнала v_{MSF} , которая создаёт интермодуляционные искажения на уровне дробового шума, определяет верхнюю границу *SFDR*.

Как обсуждалось нами выше, если интерферометр сфазирован таким образом, что рабочая точка $R = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \dots$, то вторые (чётные) гармоники в выходном сигнале отсутствуют. Тогда можно определить величину входного сигнала v_{MSF} :

$$V_{MSF} = 2^{4/3} \frac{V_{\pi}}{\pi} \left(\frac{qB}{i_{avg}} \right)^{1/6}. \quad (6.11)$$

Следовательно, величина *SFDR* может быть определена следующим образом:

$$SFDR = \frac{V_{MSF}}{V_{min}} = \left(\frac{2i_{avg}}{qB} \right)^{1/2}. \quad (6.12)$$

Тогда, для стандартных условий: $i_{avg} = 1$ мА, и $B = 1$ Гц, величина *SFDR* составляет 107 дБ.

Другое определение динамического диапазона может быть получено исходя из наличия точки компрессии $v_{-1дБ}$. В этом случае эта точка определяет верхнюю границу динамического диапазона, которая называется максимально-пригодный динамический диапазон (англ.: *maximum usable dynamic range MUDR*):

$$MUDR = \frac{v_{-1дБ}}{V_{min}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{i_{avg}}{qB}}. \quad (6.13)$$

Для значений, приведённых выше, величина *MUDR* составляет 152 дБ.

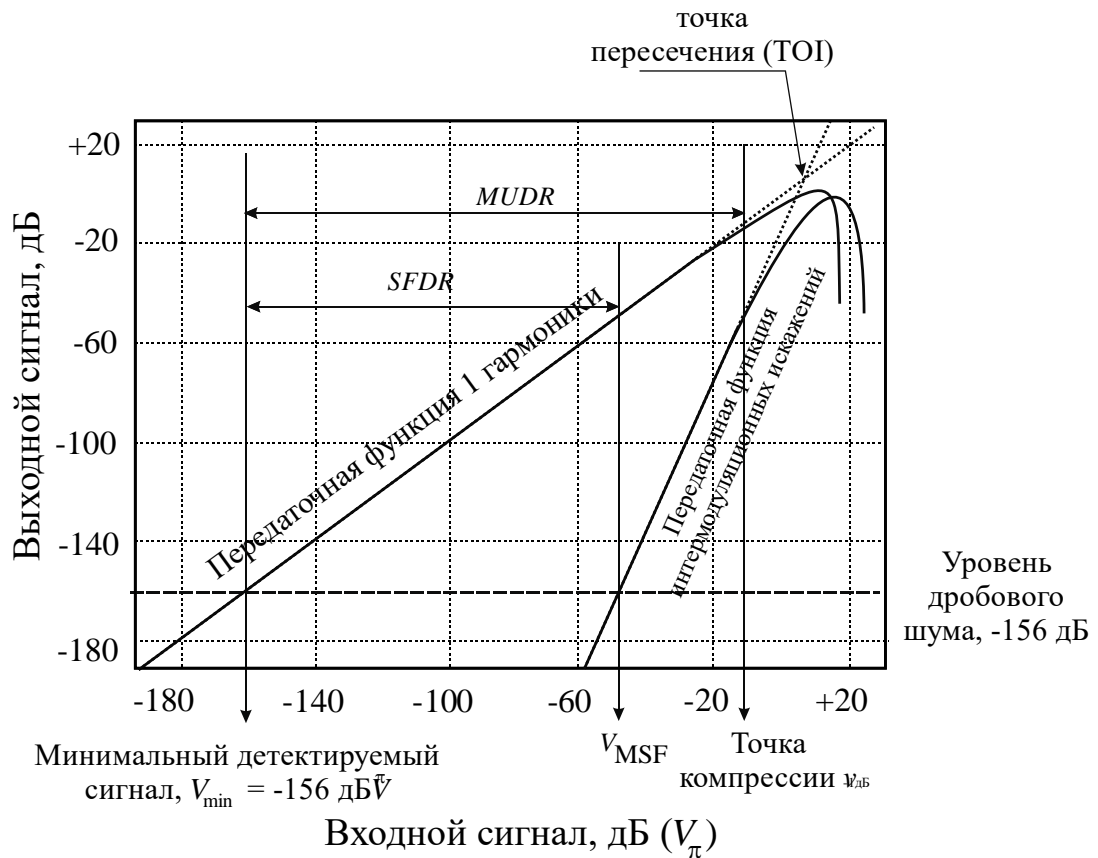


Рис. 6.8. Нелинейности и динамический диапазон амплитудного модулятора.

Важно отметить, что при таком определении динамического диапазона появляется заметный вклад интермодуляционных искажений. Насколько это критично, должно быть определено при каждом конкретном случае использования модулятора.

Приведённое здесь рассмотрение динамического диапазона амплитудного модулятора было выполнено в предположении, что рабочая точка идеально соответствует разности фаз между плечами, равной $\pi/2$. Если же РТ смещается от этого положения, члены второго порядка в разложении (6.4) начинают расти очень быстро, и довольно скоро они начинают превышать члены третьего порядка. В этом случае приведённые нами величины динамического диапазона существенно уменьшаются.

Оценим, насколько должна быть сдвинута РТ относительно своего начального положения $\pi/2$, чтобы выходной сигнал члена второго порядка на суммарной частоте $\omega_1 + \omega_2$ стал сопоставимым на уровне дробового шума с сигналом члена третьего порядка на частоте $2\omega_2 - \omega_1$:

$$\varepsilon = R - \frac{\pi}{2} \approx \frac{-1}{\frac{1}{3} \pm 2^{2/3} \left(\frac{i_{avg}}{qB} \right)^{1/6}} \cdot \quad (6.14)$$

Здесь ε – отклонение РТ от точного положения $\pi/2$, знак \pm указывает на наличие двух решений, связанных с возможностью «ухода» РТ в обоих направлениях относительно точки $\pi/2$. Расчёты показывают, что при $i_{avg} = 1$ мА, и при $\varepsilon < \pm 0.084^\circ$ влиянием членов второго порядка можно пренебречь.

6.2 Частотная характеристика модулятора

Для измерений частотных характеристик модулятора используется векторный анализатор цепей и калиброванный фотодетектор. Известная передаточная характеристика детектора удаляется из общего отклика, чтобы получить характеристики только модулятора. Стоит обратить внимание, что электрическая мощность на выходе фотодетектора пропорциональна квадрату постоянной составляющей оптической мощности и обратно пропорциональна квадрату переключающего напряжения. Для корректных измерений необходимо контролировать, чтобы фотоприемник не попадал в насыщение, рабочая точка модулятора находилась в квадратурной точке (на линейном участке передаточной характеристики), а амплитуда модуляции была менее $0.1 V_\pi$, чтобы минимизировать влияние нелинейных искажений. Схема измерения приведена на Рис. 6.9.

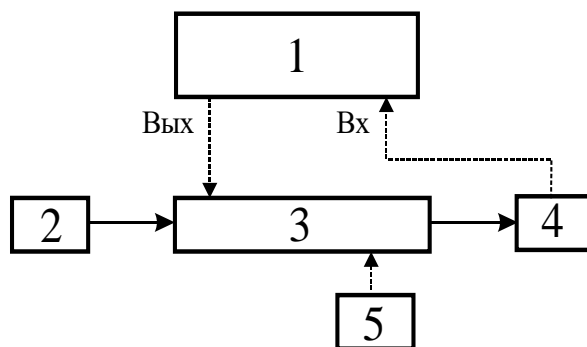


Рис. 6.9. Схема измерения параметров S_{11} и S_{21} при помощи векторного анализатора цепей. 1: векторный анализатор цепей, 2: лазер, 3: исследуемый модулятор, 4: фотоприёмник, 5: источник постоянного смещения (используется для АМ модулятора).

На Рис. 6.10 представлены примеры измеренных параметров S_{11} и S_{21} различных модуляторов. На частотные характеристики модулятора влияет согласование импеданса. Электрический входной порт модулятора не должен отражать подаваемый на него электрический сигнал. Это решается либо

изготовлением модулятора с внутренним импедансом, равным системному импедансу (обычно 50 Ом), либо созданием согласующих трансформаторов. Измерение частотной зависимости отражений проводится векторным анализатором одновременно с измерением частотной передаточной характеристики.

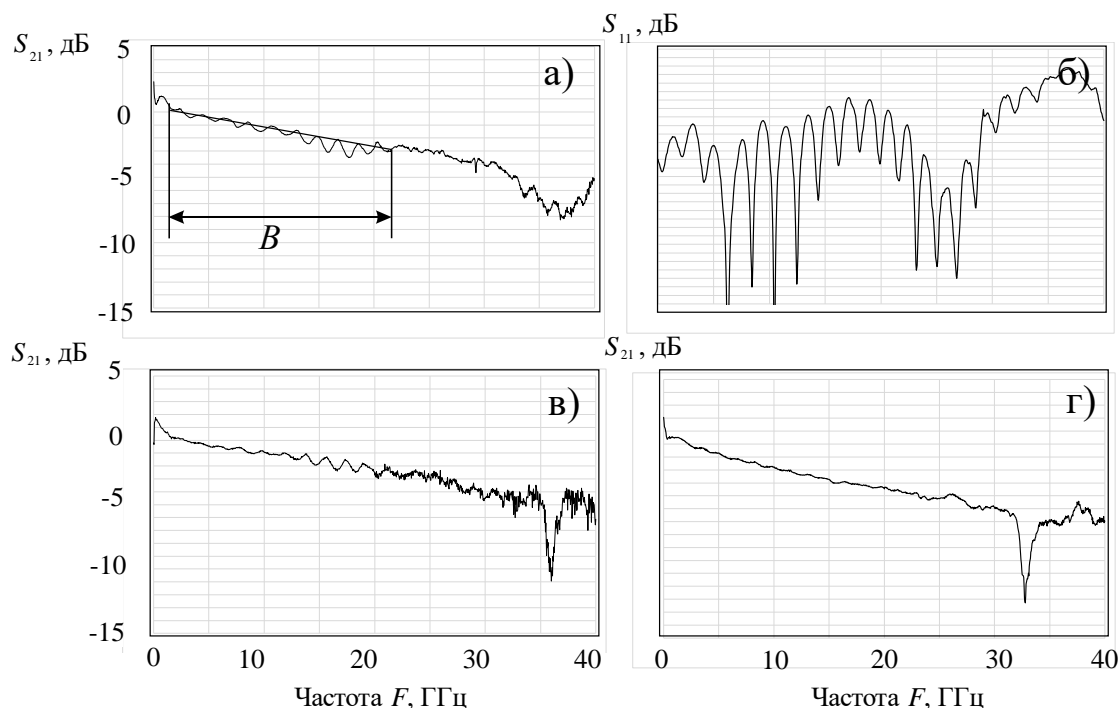


Рис.6.10. Примеры зависимости параметров S_{21} и S_{11} от частоты модуляции F нескольких образцов амплитудного модулятора от частоты входного сигнала. B – полоса рабочих частот, определяемая по уровню -3 дБ. а) и б): образец модулятора, у которого при сборке была нарушена точность установки переходных плат, при этом возникает «волнообразность» АЧХ в интервале $15 - 20$ ГГц. Заметный спад параметра S_{21} на частотах выше 30 ГГц связан с использованием СВЧ-разъёма, имеющего полосу 30 ГГц. в), г): показаны зависимости $S_{21}(F)$ для модуляторов, укомплектованных СВЧ-разъёмами, имеющими рабочую полосу частот выше 40 ГГц. На в): опять пример неточной установки переходных плат (наблюдается волнообразность), на г): пример точной установки переходных плат, зависимость имеет практически ровный вид. Появление узкого минимума в районе частоты 36 ГГц связано с резонансными явлениями, когда в пластину ниобата лития может проникать часть входного СВЧ-излучения [43].

Определение электрической частотной полосы пропускания B весьма простое: частота, на которой электрический сигнал на выходе фотоприемника падает на 3 дБ от его низкочастотного значения. Как правило, при этом, начальный участок АЧХ в диапазоне $1 - 2$ ГГц, имеющий заметный максимум, не учитывается.

Различные производители модуляторов по-разному определяют данную характеристику. Причиной этого является немотонность частотной

передаточной характеристики в области низких частот, вызванная следующими причинами.

1. Резистивное и емкостное деление напряжения между различными слоями структуры модулятора. Обычно это влияет на частоты от долей Гц до ~1 МГц [43].

2. Возбуждение акустических волн. Проблема проявляется до частот ~1 ГГц. Акустические резонансы в подложке очень острые, чаще всего шириной менее 100 кГц, с амплитудой более 1 дБ [409].

Следует отметить, что основные свойства кристаллов изменяются от состояния «свободных» до состояния «зажатых» с увеличением частоты. Для ниобата лития это происходит на частотах <100 МГц и является причиной уменьшения сигнала почти на 1 дБ. Часто полосу частот модуляторов измеряют относительно низкочастотной точки выше по частоте данных паразитных низкочастотных эффектов (~ 1 ГГц).

Для электродов бегущей волны существует фундаментальное ограничение частотной полосы, определяемое омическими потерями в электродах и их ростом с ростом частоты, вызванным скин-эффектом. Когда электрическая и оптическая скорости совпадают, частотно-зависимое переключающее напряжение на входном импедансе модулятора равно:

$$V_s(\omega) = V_{s,dc} \sqrt{\frac{Z_1}{Z_0}} \times \frac{\frac{\alpha_p(\omega)L}{2}}{1 - \exp\left\{-\frac{\alpha_p(\omega)L}{2}\right\}}. \quad (6.15)$$

Здесь Z_i – входной импеданс системы, Z_0 – импеданс линии передачи модулятора, $\alpha_p(\omega)$ – зависящие от частоты потери электрической мощности в единице длины электродов, а $V_{s, dc}$ – переключающее напряжение на постоянном токе, подаваемое непосредственно на электроды. Как видно из выражения (6.15), частотная полоса может быть расширена за счет уменьшения длины, однако, как уже отмечалось ранее, существует компромисс между полосой частот модуляции и управляющим напряжением. Для модуляторов на основе волноводов на подложках ниобата лития максимально достижимая частотная полоса по уровню 3 дБ составляет ~ 40 ГГц при характерных управляющих напряжениях ~5 В. Поэтому в работах, где экспериментально была продемонстрирована модуляция на частотах 100 ГГц и выше, управляющее напряжение, как правило, составляет более 10 В, а спад на частотной характеристике более 5 дБ. Использование тонкопленочного ниобата лития позволяет повысить частоту за счет повышения эффективности модуляции и значительного уменьшения длины модулятора [410]. Использование тонкопленочного ниобата лития дает дополнительные

преимущества с точки зрения борьбы с паразитными СВЧ резонансами за счет возбуждения мод подложки. Дело в том, что подложка ниобата лития сама выступает как диэлектрический СВЧ волновод. В области неидеальной стыковки входного СВЧ тракта с копланарной линией электродов происходит частичная утечка модулирующего СВЧ сигнала в моды подложки, которые интерферируют с модой, распространяющейся по электродам бегущей волны. Это приводит к пульсациям на частотной характеристике и резонансам в высокочастотной области. Резонанс на частоте ~ 36 ГГц, соответствующий возбуждению мод подложки ниобата лития толщиной 1 мм, можно наблюдать на передаточной характеристике, представленной на Рис. 6.2. Поэтому для расширения частотной полосы обычно используют подложки с уменьшением толщины в области электродов.

Полупроводниковые модуляторы имеют существенно меньшую длину, по сравнению с модуляторами на ниобате лития, поэтому омические потери не являются фактором, ограничивающим их частотную полосу. Ограничение полосы связано с большой ёмкостью полупроводниковой структуры, которая препятствует не только расширению частотной полосы, но и затрудняет согласование импеданса с входным СВЧ трактом 50 Ом. Частотные характеристики модуляторов на основе АЗВ5 полупроводников сопоставимы с характеристиками модуляторов на основе ниобата лития. Характеристики кремниевых модуляторов значительно хуже, что связано с инерциальностью эффекта дисперсии плазмы.

6.3 Напряжение переключения модулятора

Напряжение переключения – напряжение, необходимое для переключения с максимума оптического пропускания в минимум оптического пропускания.

Когда передаточная характеристика модулятора имеет периодический вид, можно однозначно определить полупериод функции передачи. Переключающее напряжение для амплитудных модуляторов на основе интерферометров (например, МЗМ) называется полуволновым напряжением V_π , так как относительное изменение фазы на π между плечами интерферометра уменьшает выходную интенсивность с максимальной до минимальной. Для случая МЗМ с линейным ЭО эффектом величина переключающего напряжения V_π равна:

$$V_\pi = \frac{\lambda_0}{n^3 r L} \times \frac{\iint dx dy I(x, y)}{\iint dx dy \frac{E(x, y)}{V} I(x, y)}. \quad (6.16)$$

Здесь λ_0 – это длина волны света в вакууме, L – длина электродов модулятора, $I(x,y)$ – распределение интенсивности в волноводной моде, $E(x,y)/V$ – электрическое поле, нормированное на приложенное к электродам напряжение. Типичное значение полуволнового напряжения современных интегрально-оптических модуляторов составляет порядка ~ 5 В. Снижение полуволнового напряжения является одной из ключевых задач дальнейшего развития технологии широкополосных модуляторов. Поскольку основные технологические платформы и материалы для реализации интегрально-оптических модуляторов уже определились, основная тенденция развития связана с оптимизацией конфигурации электродов и оптической схемы, прежде всего со сжатием поперечного размера волноводных мод и повышением эффективности модуляции за счет повышения интенсивности оптического и модулирующего СВЧ поля (знаменатель в выражении (6.16)). Использование оптических волноводов с высоким контрастом показателей преломления позволяет достигать полуволновых напряжений менее 1.5 В при разумных длинах взаимодействия.

Если передаточная характеристика – непериодическая, то напряжение переключения определяется как напряжение, требуемое для переключения от высокого уровня передачи на некоторый уровень затухания относительно его. Так, например, значение “ V_{10} ” означает, что при таком напряжении происходит переключение на уровень -10 дБ. В аналоговых задачах основным параметром является максимальный наклон передаточной характеристики (dT/dV). Он выражается как “эквивалентное полуволновое напряжение V_π ” ($V_{\pi e}$):

$$V_{\pi e} = \frac{\pi}{2} \left| \frac{dT}{dV} \right|_{\max}^{-1}. \quad (6.17)$$

Данная характеристика позволяет сравнивать модуляторы любого типа. Стоит отметить, что происходит увеличение переключающего напряжения, если модулятор не согласован по импедансу. Данная проблема характерна для модуляторов на основе материалов с высокими диэлектрическими постоянными, где волновое сопротивление электродов обычно ниже, чем 50 Ом.

В цифровых системах характеристика, связанная с напряжением переключения, называется “управляющее напряжение”. Это удвоенная амплитуда напряжения псевдослучайной последовательности битов, требуемая для достижения нужной экстинкции на глазковой диаграмме. Управляющее напряжение может быть как больше, так и меньше напряжения переключения.

Напряжение переключения является важной характеристикой, поскольку оно определяет мощность (амплитуду) электрического сигнала, необходимую для управления модулятором. Для аналоговых применений

напряжение переключения является одним из основных параметров, определяющих коэффициент шума.

6.4 Оптические потери

Коэффициент оптических потерь – это выходная оптическая мощность, разделенная на входную оптическую мощность при смещении модулятора в максимум передачи оптической мощности. Оптические потери важны для любых применений, и напрямую входят в коэффициент передачи системы.

6.5 Оптическая полоса пропускания

Оптическая полоса пропускания – это диапазон длин волн, на которых модулятор работает.

Измерение оптической полосы пропускания модулятора намного сложнее, чем для фильтра. Все ключевые характеристики (электрическая полоса, напряжение переключения, коэффициент экстинкции, чирп и линейность) должны быть измерены на разных длинах волн, чтобы понять, где они принимают неприемлемые значения. Наиболее важной данная характеристика является для систем, работающих сразу с несколькими длинами волн, хотя применения, когда через один модулятор проходят сразу несколько длин волн, встречаются достаточно редко. Обычно требование сводится к необходимости работать с произвольной длиной волны из заданного спектрального диапазона.

6.6 Частотная модуляция (чирп)

Параметр, характеризующий чирп – это отношение частотной модуляции к амплитудной модуляции, которые производятся лазером или модулятором. Он определяется параметром α , который может быть определен следующим образом:

$$\alpha = \frac{d\phi}{dt} \frac{2I(t)}{dI(t)} = \frac{4\pi\Delta f(t)I(t)}{dI(t)}, \quad (6.18)$$

здесь $I(t)$ – оптическая интенсивность, $dI(t)/dt$ – изменение интенсивности во времени, $d\phi/dt$ – изменение фазы во времени, $\Delta f(t)$ – изменение частоты несущей. Как видно из уравнения (6.18) чирп возникает лишь на нарастающих

или убывающих фронтах импульса, когда производные ненулевые. На рисунке 6.11 схематично представлен оптический импульс с разным чирпом.

Для лазера с внутренней модуляцией параметр α может быть выражен через параметры структуры [411].

Для идеального MZM α -параметр зависит от точки смещения. В квадратурной точке (половина максимума пропускания) он принимает простую форму:

$$\alpha = \frac{\Delta V_2 + \Delta V_1}{\Delta V_2 - \Delta V_1}. \quad (6.19)$$

Простота этого результата – в том, что изменение фазы в плече модулятора линейно зависит от функции приложенного напряжения.

Преимущество двойного управления в MZM – в том, что чирп может быть легко скорректирован изменением управляющего напряжения [412, 413].

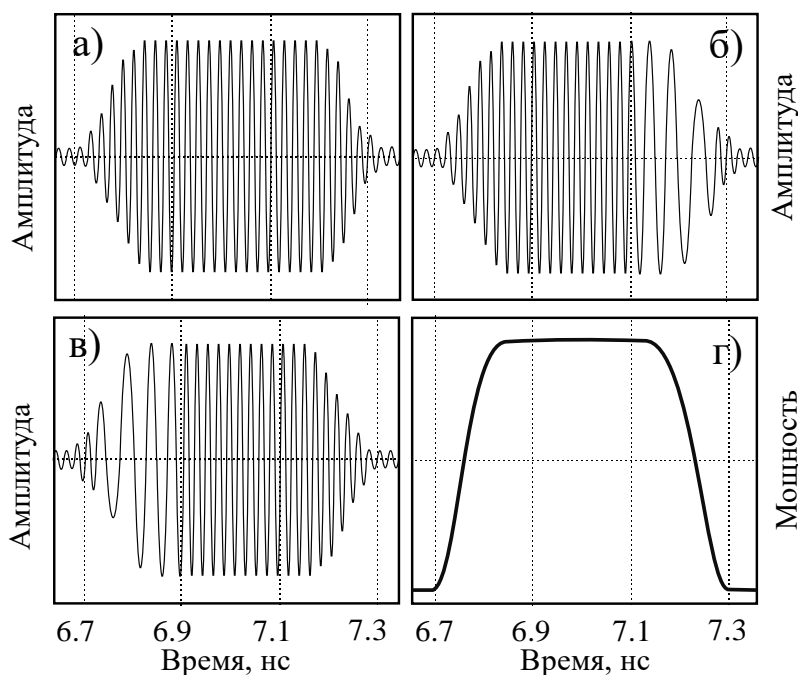


Рис. 6.11. Схематичное изображение оптических импульсов. а): нулевой чирп; б): положительный чирп; в) отрицательный чирп; г) оптическая мощность.

Для MZM с двойным управлением:

$$\Delta v(t) = \frac{1}{4V_\pi} \frac{dV_2(t)}{dt} + \frac{dV_1(t)}{dt}. \quad (6.20)$$

Нулевой чирп соответствует идеальной двухтактной модуляции $V_1(t) = -V_2(t)$, тогда параметр $\alpha=0$. Симметричный модулятор с $V_1(t) \neq -V_2(t)$ дает либо

положительный, либо отрицательный чирп в зависимости от управляющих напряжений. $|\alpha| < 1$, когда поля в противофазе, и $|\alpha| > 1$, когда в фазе, хотя последний случай не нашел применения на практике. Особый случай – для модулятора с одним управляющим напряжением $\alpha = \pm 1$. Рисунок 6.12 демонстрирует мощность и чирп для 10 Гб/с сигнала без возврата к нулю, полученный на модуляторе с $\alpha=1$.

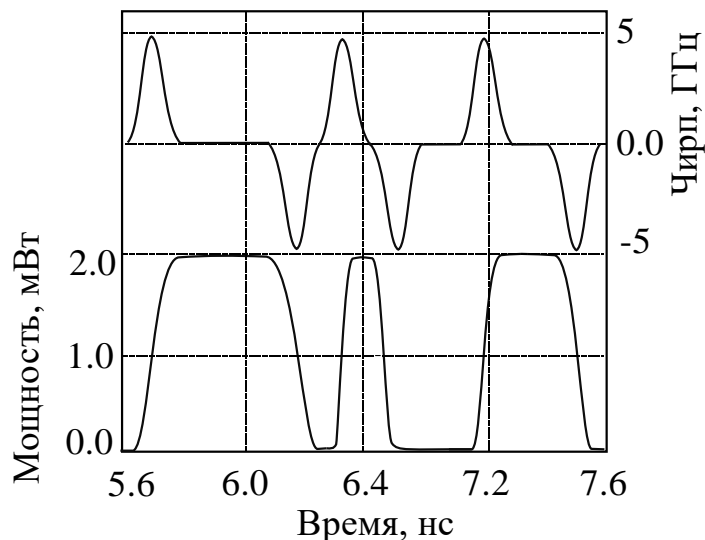


Рис. 6.12. Временная зависимость мощности и положительного чирпа ($\alpha=1$).

Для MZM на A_3B_5 и ЭАМ также важен α -параметр, однако он представляется в виде эквивалентного и позволяет сравнить свойства чирпа различных типов модуляторов [414, 415].

Часто о параметре α говорят как об одном числе, что является сильным упрощением. Изменение частоты в процессе модуляции – сложная, зависящая от времени функция. На рисунке 6.13 в качестве примера взят MZM с $\alpha=-0,7$, с малым коэффициентом экстинкции 8 дБ. Видно, что на протяжении большей части импульса α практически равен нулю, но существуют большие «хвосты» с $\alpha > 0$.

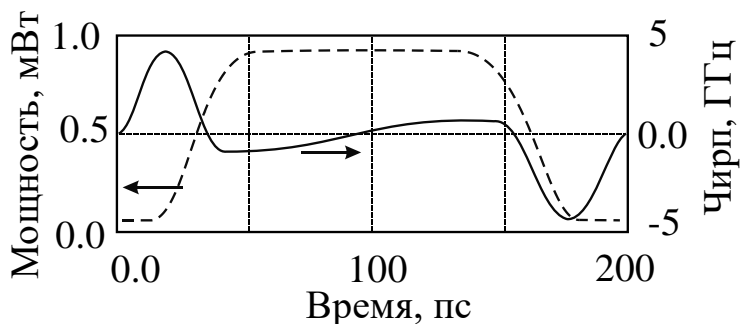


Рис. 6.13. Зависимости мощности от времени (штриховая линия) и сдвиг частоты оптической несущей от времени (сплошная линия) для MZM на основе $LiNbO_3$.

В идеале следует измерять изменение несущей частоты при модуляции (“разрешенный во времени чирп”), но это трудно выполнить из-за высоких частот модуляции и ограничений получения одновременно высокого разрешения времени и частоты.

Метод дискриминации частоты [411] представлен на рисунке 2.3.5.a. Используется волоконный интерферометр Маха-Цендера, одно из плеч которого содержит задержку, поэтому интерферометр чувствителен к частоте. Проводя измерения в квадратурных точках с положительным и отрицательным наклоном, а также в точке максимума пропускания, можно разделить компоненты частотной и амплитудной модуляции.

Метод сканирующего фильтра показан на рисунке 2.3.5.b. Полоса фильтра определяет частотное разрешение. Фильтр сканирует по всему оптическому частотному диапазону, а осциллограф записывает временную зависимость для каждой центральной частоты фильтра. Измеренные зависимости объединяются и дают полную информацию [416, 417].

Эти методы дают подробную информацию, важную для разработчиков. Однако часто при разработке устройств для цифровых систем этот тест пропускается, а взамен него делается более простой тест на энергетический штраф [418]. В этом случае проводят измерения вероятности ошибок (BER) от мощности при прямом соединении модулятора с фотодетектором, затем между модулятором и фотодетектором вставляют отрезок волокна с известной дисперсией и повторяют измерения.

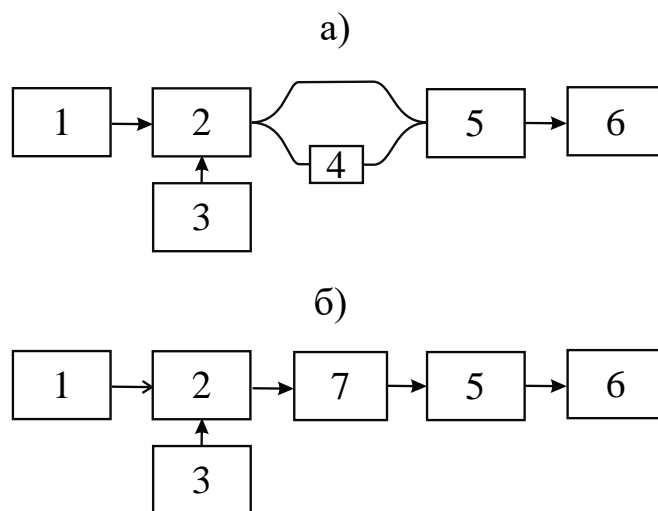


Рис. 6.14. Методы измерения чирпа. а): Метод частотного дискриминатора. б): Метод сканирующего фильтра. 1 – лазер, 2 – исследуемый модулятор, 3 – СВЧ-генератор, 4 – линия задержки, 5 – фотоприёмник, 6 – осциллограф, 7 – узкополосный перестраиваемый оптический фильтр.

6.7 Согласование импеданса / электрические отражения

Электрический входной порт модулятора не должен отражать подаваемый на него электрический сигнал. Это решается либо изготовлением модулятора с внутренним импедансом, равным системному импедансу, либо созданием согласующих трансформаторов.

Обычно электрические отражения существуют и в цифровых, и в аналоговых системах. Их измерение проводится путем соединения входного порта модулятора с векторным анализатором цепей. В итоге получается параметр S_{11} , который является важной характеристикой модуляторов.

6.8 Оптическая экстинкция

Оптическая экстинкция – это отношение оптической мощности в максимуме пропускания к оптической мощности в минимуме пропускания передаточной характеристики модулятора. Для идеального симметричного MZM это отношение бесконечно. На практике все вовсе не так. В этом случае выходной сигнал MZM может быть записан как

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \left[\exp\{j\Delta\beta(V_1(t))L\} + \gamma \exp\{j\Delta\beta(V_2(t))\} \right], \quad (6.21)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{ER} - 1}{\sqrt{ER} + 1}, \quad (6.22)$$

и $0 < \gamma < 1$.

На рисунке 6.15 приведена статистическая кривая L-V (выходная оптическая мощность от приложенного напряжения).

Важность оптической экстинкции зависит от применения модулятора. Экстинкция ниже 10 дБ приводит к энергетическому штрафу в цифровой связи и ухудшению чувствительности в аналоговой связи. Если модулятор используется в качестве переключателя, то требуется экстинкция более 40 дБ. Для дальней цифровой связи требуется MZM с экстинкцией более 20 дБ [419].

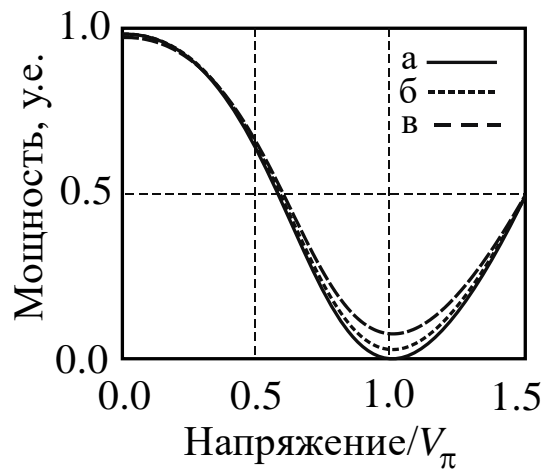


Рис. 6.15. Зависимость нормированной оптической мощности для симметричного MZM.
 а): $KУ = \infty$, б): $KУ = 20$ дБ, в): $KУ = 15$ дБ.

6.9 Электрическая экстинкция и глазковые диаграммы

Некоторые измерения можно произвести с использованием глазковой диаграммы, созданной случайной двоичной последовательностью. На модуляторах можно произвести еще некоторые измерения, представимые визуально. При данных измерениях необходимо знать, какой вклад в закрытие глаза вносит модулятор, а какой – в другие компоненты системы. Рисунок 6.16, а) демонстрирует установку для наблюдения глазковых диаграмм.

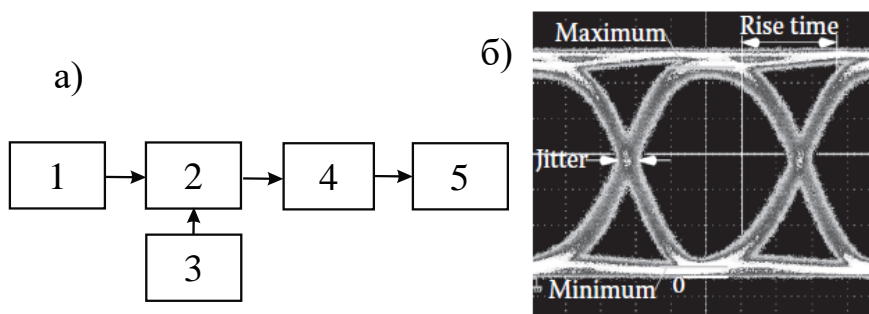


Рис. 6.16. Измерение глазковых диаграмм. а): Установка. б): Глазковая диаграмма с некоторыми важными измерениями. 1 – лазер, 2 – исследуемый модулятор, 3 – СВЧ-генератор, 4 – фотоприёмник, 5 – осциллограф,

Электрическая экстинкция – это отношение максимального напряжения к минимальному напряжению в центре глаза. В электрическую экстинкцию помимо оптической экстинкции дают вклад электрические отражения и наклон

частотной характеристики, чирп также дает вклад за счет дисперсии оптического волокна.

Дрожание (англ.: *jitter*) обычно связано с электрическими отражениями. Для модуляторов этот параметр детерминирован и не является случайной величиной. Причиной этого являются не сами модуляторы, но модулятор может способствовать ему, если обладает электрическим отражением.

Время нарастания определяется частотной характеристикой модулятора (предполагается, что именно он – ограничивающий элемент в установке).

Глазковые диаграммы – не лучший способ оценки характеристик модулятора, так как смешивают вместе несколько характеристик, кроме того, трудно отделить влияние модулятора от других компонентов системы. Однако данный метод достаточно часто используется из-за своей простоты и прямой связи с цифровыми применениями.

6.10 Линейность, динамический диапазон и спектры

Измерение линейности передаточной характеристики модулятора важно для аналоговых задач. Линейность передаточной характеристики модулятора является особенно важным параметром в аналоговых применениях: системах радиофотоники и обработки сигналов волоконно-оптических датчиков. Обычно используют приведенные к входу коэффициенты интермодуляционных искажений второго (ИП2) и третьего порядка (ИП3), которые определяют уровень электрической мощности на входе модулятора, при котором мощность соответствующей интермодуляции, регистрируемая фотоприемником на выходе модулятора, становится равной фундаментальной компоненте (Рис. 6.8).

Для электрооптического MZM в квадратурной рабочей точке интермодуляционные искажения второго порядка равны нулю, что особенно важно для широкополосных применений. Такой модулятор может применяться для супероктавных систем, в которых полоса пропускания имеет ширину более октавы (то есть верхняя частота среза более чем в два раза выше нижней частоты среза). Линейность полупроводниковых модуляторов, имеющих сложный нелинейный отклик, значительно хуже.

Нелинейные искажения определяют верхнюю границу динамического диапазона, свободного от нелинейных искажений. Типичное значение приведенного к входу коэффициента интермодуляционных искажений для MZM с полуволновым напряжением $V_{\pi} = 5$ В составляет ИП3 ≈ 100 мВт = 20 дБм, причем данный параметр снижается при снижении полуволнового напряжения, однако при этом не происходит сужения динамического диапазона, так как снижение полуволнового напряжения приводит к росту коэффициента передачи. Нижняя граница динамического диапазона определяется уровнем шумов, который, как правило, определяется шумами

лазера. Шумы, вносимые электрооптическим модулятором на ниобате лития, связаны с тепловыми шумами нагрузочного сопротивления электродов бегущей волны и пренебрежимо малы. Типичная величина динамического диапазона, свободного от нелинейных искажений, для систем на основе MZM на ниобате лития составляет около $100 \text{ дБ/Гц}^{2/3}$. Это достигается при использовании лазерного диода с уровнем шума $RIN \approx -150 \text{ дБ/Гц}$. Коэффициент шума полупроводниковых модуляторов несколько выше и может составлять единицы децибел, что вместе с более низким коэффициентом интермодуляционных искажений будет значительно снижать динамический диапазон использующих такие модуляторы оптических систем.

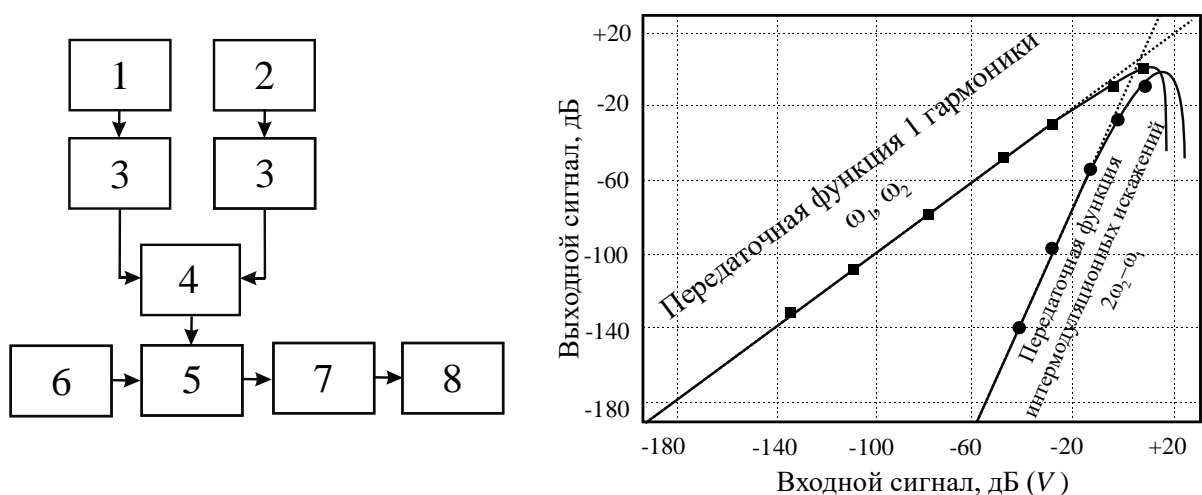


Рис. 6.17. Установка для измерения нелинейности (слева) и пример измерения динамического диапазона (справа).

1) – СВЧ-генератор ω_1 , 2) – СВЧ-генератор ω_2 , 3) – изоляторы, 4) – сумматор мощности, 5) – исследуемый модулятор, 6) – лазер, 7) – фотоприёмники, 8) – анализатор спектра электрического сигнала. Символы – измеряемые значения, сплошные линии – теория.

Разработано большое количество методов линейризации передаточных характеристик интегрально-оптических модуляторов [420, 421]. В основе линейризации лежит идея подавления интермодуляционных составляющих за счет интерференции нескольких промодулированных сигналов. Схемы модуляторов для реализации линейризации, как правило, имеют вид сложных составных интерферометров. Использование линейризованных модуляторов позволяет расширить динамический диапазон до уровня $125 \text{ дБ/Гц}^{2/3}$ и выше.

Исследование спектров выходных сигналов также относится к важным данным, позволяющим характеризовать работу модулятора. Для наблюдения спектра выходного сигнала на оптической несущей необходим прибор – спектроанализатор, имеющий непосредственный «оптический» вход (Рис. 6.18).

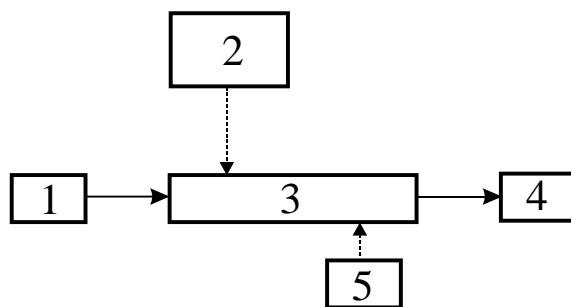


Рис. 6.18. Установка для измерения спектральных зависимостей.
 1) – лазер, 2) – СВЧ генератор, 3) – модулятор, 4) – спектроанализатор, 5) – источник управления РТ.

На данном рисунке приведена схема измерения спектра для амплитудного модулятора. Для фазового модулятора источник постоянного напряжения (5), управляющий рабочей точкой модулятора, отсутствует.

На Рис. 6.19 приведён пример спектра полупроводникового лазерного диода, работающего на длине волны примерно 1552 нм.

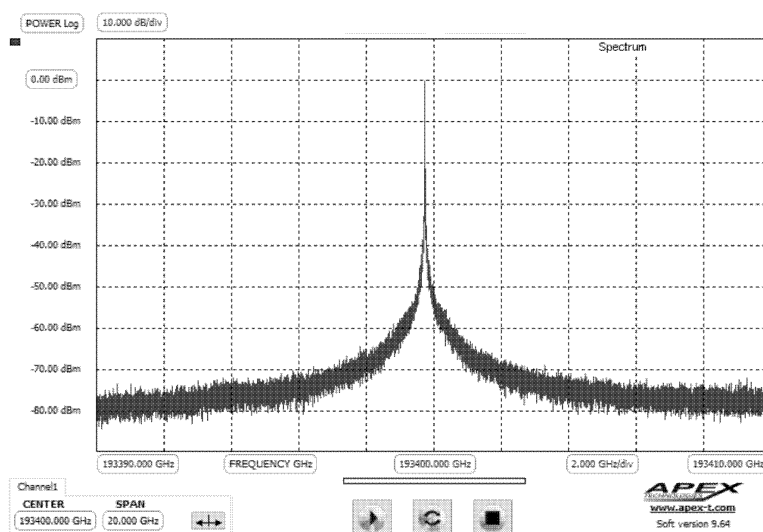


Рис. 6.19. Спектр используемого лазера. Цена деления по оси X – 2 ГГц.

На Рис. 6.20 приведён спектр сигнала с выхода амплитудного модулятора на частоте модуляции 12.00 ГГц. Следует обратить внимание, что при достаточно мощном входном сигнале + 15 дБм вторые гармоники отсутствуют.

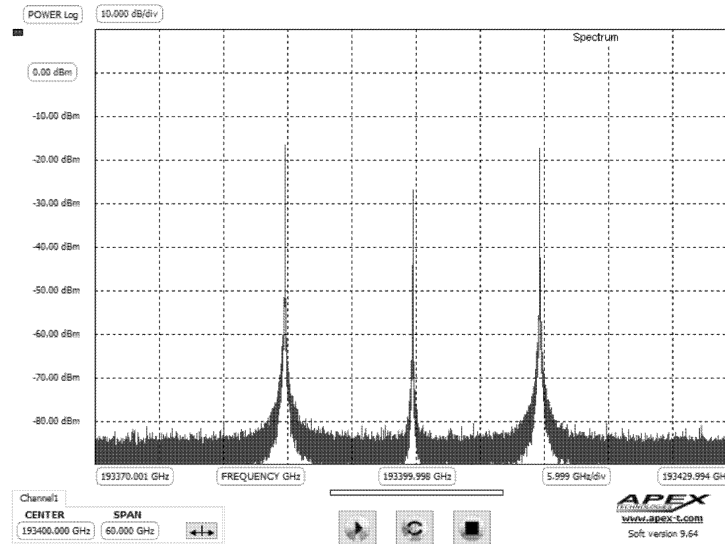


Рис. 6.20. Спектр сигнала на выходе АМ модулятора. Частота модуляции $\omega=12.0$ ГГц, мощность входного сигнала +15 дБм. Цена деления по оси X – 5.999 ГГц.

Рис. 6.21 демонстрирует появление третьей (нечётной) гармоники в спектре выходного сигнала амплитудного модулятора при больших амплитудах входного сигнала. Вторая (чётная) гармоника отсутствует.

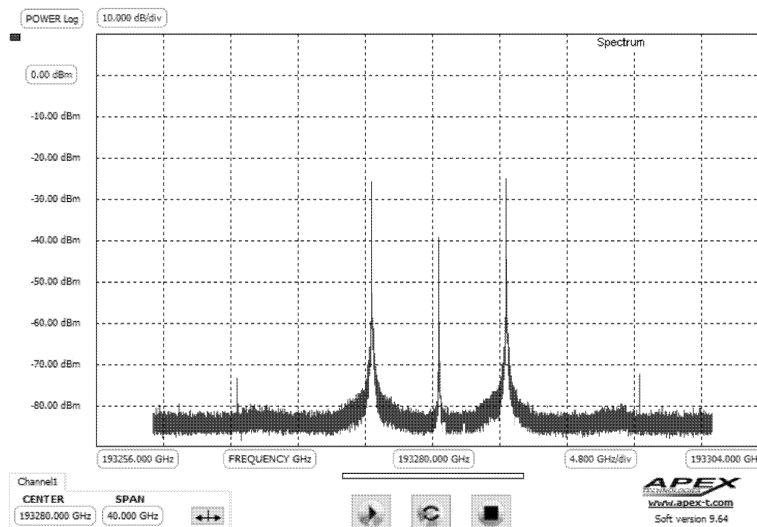


Рис. 6.21. Спектр сигнала на выходе АМ модулятора. Частота модуляции 4.8 ГГц. Появление третьей гармоники на частоте 14.4 ГГц. Мощность входного сигнала +20 дБм. Цена деления по оси X – 4.8 ГГц.

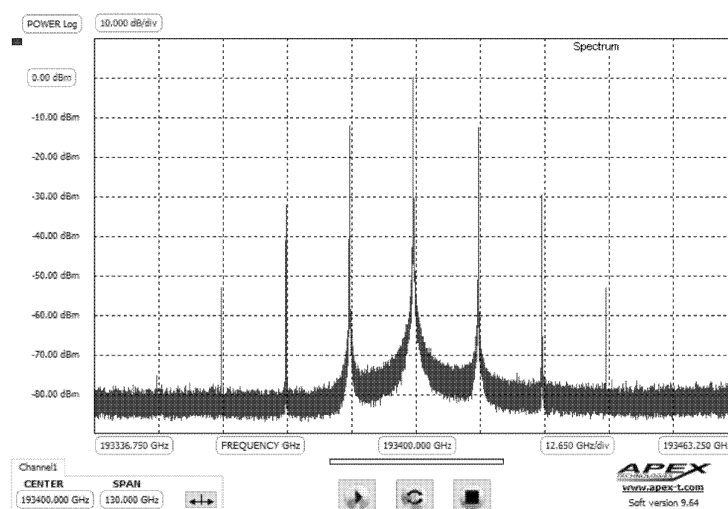


Рис. 6.22. Спектр сигнала на выходе ФМ модулятора. Частота модуляции 12 ГГц, мощность входного сигнала +15 дБм. Появление второй и третьей гармоник на частоте 24 и 36 ГГц. Цена деления по оси X – 12.650 ГГц.

На Рис. 6.22 приведён спектр выходного сигнала ФМ-модулятора, работающего при больших амплитудах входного сигнала, что соответствует нелинейному режиму. Видно, что, в отличие от АМ-модулятора, в данном случае наблюдаются вторые и третьи гармоники.

6.11 Максимальная оптическая мощность

С точки зрения максимальной оптической мощности устройства делятся на подходящие и нет: если модулятор может работать с мощностью, требуемой для применения, то неважно, насколько более большую мощность он может контролировать; если не может – он бесполезен. Цифровые задачи требуют от 1 до 10 мВт. Аналоговые обычно больше, вплоть до 2.5 Вт. Важно проверить, что порог разрушения находится выше рабочего диапазона. Также следует проверить существование зависимости дрейфов от мощности.

6.12 Оптический контраст

Оптический контраст модуляции – это отношение оптической мощности в максимуме пропускания к оптической мощности в минимуме пропускания передаточной характеристики модулятора. Для идеального симметричного MZM это отношение бесконечно. На практике все вовсе не так. На рисунке 6.23

приведена статистическая зависимость выходной оптической мощности от приложенного напряжения для MZM на основе ниобата лития. Важность оптического контраста зависит от применения модулятора. Высокий оптический контраст необходим не для всех практических применений. Низкий оптический контраст приводит к энергетическому штрафу в цифровой связи и незначительному ухудшению коэффициента передачи аналоговых системах радиофотоники. Поэтому в этих применениях требования к оптическому контрасту невысокие, не более 20 дБ [419]. Новые применения, связанные с квантовыми телекоммуникациями [422-424] и системами обработки сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков [425], выдвигают значительно более жесткие требования к оптическому контрасту более 40 дБ, а иногда и более 60 дБ. Целый ряд методов как активной [426], с использованием оптоэлектронной системы с обратной связью, так и пассивной [427] балансировки волноводных интерферометров был предложен для получения оптического контраста модуляции выше 50 дБ.

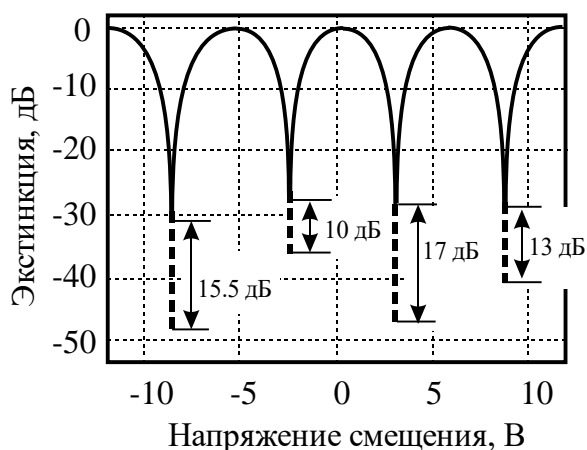


Рис. 6.23. Статистическая зависимость выходной оптической мощности (выраженной в децибелах относительно оптической мощности в максимуме пропускания) от приложенного напряжения для MZM на основе ниобата лития. Сплошная линия - до фоторефрактивной балансировки интерферометра, пунктирная линия - после фоторефрактивной подгонки интерферометра [427].

В цифровых применениях оптический контраст частично определяет параметры глазковой диаграммы. Глазковые диаграммы – не лучший способ оценки характеристик модулятора. Этот метод смешивает вместе несколько характеристик, кроме того, трудно отделить влияние модулятора от других компонентов системы. Этот метод достаточно часто используется из-за своей простоты и прямой связи с цифровыми применениями. Следует помнить, что в закрытие глаза помимо контраста модуляции дают вклад электрические отражения, наклон частотной характеристики, а также чирп за счет дисперсии оптического волокна. Дрожание (англ.: *jitter*) обычно связано с электрическими

отражениями, и хотя сам модулятор не является причиной дрожания, он может способствовать его возникновению, если обладает электрическим отражением. Время нарастания определяется частотной характеристикой модулятора.

6.13 Температурная стабильность и надежность

Надежность включает в себя множество аспектов, поэтому будет приведены кратко некоторые из них; более полная спецификация имеется в [428].

Возможность стабильной работы в некотором диапазоне температур, возможно самый важный аспект надежности. Другими мерами является вибрация, электростатический разряд, влагостойкость и другое. Температурная стабильность также относится и к кабелям, и к упаковке устройства. Диапазон температур, определенный в [53], равен от -40°C до 85°C , а проверка стабильности проводится при 500 циклах нагрева от -40°C до 70°C и выдерживании в течение 5000 часов при 80°C . В военной области требуется диапазон от -80°C до 125°C . Если модулятор сделан на материале, не способном выдержать такие требования, то он не будет широко распространен.

6.14 Список контрольных вопросов к Главе 6

1. Обсудите свойства линейной и нелинейной систем.
2. Опишите природу возникновения нелинейностей в АМ электрооптическом модуляторе.
3. Каким способом можно определить линейность (или нелинейность) работы АМ?
4. Что характеризуют параметры S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} ?
5. Оцените минимальную пропускную способность в единицах [Бит/с] рассмотренных здесь модуляторов при условии П-образной формы передаточной функции, полосе пропускания 20 ГГц, и динамическом диапазоне 70 дБ.

Заключение

Прогресс, наблюдаемый последние 30 лет в области интегрально-оптических широкополосных модуляторов, позволил вывести оптико-информационные системы на принципиально новый уровень. Достигнутые частотные полосы модуляции свыше 100 ГГц и управляющие напряжения менее 1.5 В, а также новые конфигурации модуляторов, реализующие особые форматы модуляции оптических сигналов, позволили повысить пропускную способность оптических систем связи и приблизиться к теоретическим пределам пропускной способности оптического волокна.

Полупроводниковые модуляторы наиболее подходят для цифровых применений, где особо ценным является низкое управляющее напряжение, а характерные для них нелинейность отклика, достаточно высокий уровень вносимых шумов и ограничения по оптической мощности не являются столь критическими факторами, и лишь незначительно влияют пропускную способность.

Модуляторы на основе АЗВ5 полупроводников являются наиболее массовым продуктом, используемым в современных волоконно-оптических линиях связи. Их главной отличительной чертой является возможность интеграции в сложные фотонные схемы, благодаря миниатюрному размеру и хорошо отработанным технологиям лазерных диодов, полупроводниковых усилителей и высокочастотных фотоприемников, использующих ту же материальную платформу.

Кремниевые модуляторы пока еще не могут обеспечить необходимых в волоконно-оптических каналах связи высоких частот модуляции, достигнутый уровень составляет ~ 10 ГГц, но совместимость данной технологии с КМОП технологией цифровых электронных схем делает их главными кандидатами для реализации оптических соединений между чипами и внутри чипов процессоров.

Ниобат лития представляет наиболее старую материальную платформу для изготовления интегрально-оптических модуляторов. Несмотря на то, что с момента появления первых интегрально-оптических модуляторов на ниобате лития прошло уже почти 50 лет, данные устройства все еще находят свою нишу для практических применений. Это, прежде всего аналоговые применения в системах радиофотоники и обработки сигналов волоконно-оптических датчиков, где высокая линейность, низкий уровень вносимых шумов и возможность работы с уровнем оптической мощности в несколько сот милливатт определяет их лидерство по сравнению с полупроводниковыми модуляторами. Другой областью применения модуляторов на ниобате лития являются системы квантовой информационной фотоники, где помимо низкого коэффициента шума, важного при работе с однофотонными сигналами, уникальные свойства ниобата лития открывают возможности создания других ключевых элементов: источников спутанных состояний, ячеек квантовой памяти и систем линейных вычислений.

Направление дальнейшего развития интегрально-оптических модуляторов на ниобате лития связано с недавно появившейся технологией тонкопленочного ниобата лития, которая, помимо значительного улучшения ключевых характеристик (расширения частотной полосы свыше 100 ГГц и снижения управляющего напряжения ниже 1.5 В), открывает возможности гибридной интеграции с полупроводниковой оптоэлектроникой.

Список литературы

1. *Kaminov, I. P.* Optical Fiber Telecommunications VIA Components and Subsystems and Optical Fiber Telecommunications VIB Systems and Networks / I. P. Kaminov, T. Li, A. E. Wilner, Eds. – New York: Academic, 2013.
2. *McAulay, A. D.* Technology for Revolutionizing 21st Century Warfare / A. D. McAulay, John Wiley & Sons: Washington, DC, USA. – 2015. – 300 p.
3. *Листвин, В. Н.* DWDM-системы / В. Н. Листвин, В. Н. Трешиков. – Москва: ТЕХНОСФЕРА. – 2015. – 296 с.
4. *Uric, V. J.* Fundamentals of microwave photonics / V. J. Uric, J. D. Mckinney, K. J. Williams. – John Wiley & Sons: Washington, DC, USA. – 2015. – 467 p.
5. *Yariv, A.* Introduction to Optical Electronics / A. Yariv, 2nd ed., New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976.
6. *Mahapartra, A.* Electrooptic modulators / A. Mahapartra, E. J. Murphy // in Optical Fiber Telecommunications IV A: Components, I. P. Kaminow and T. Li, Eds., San Diego: Academic Press. – 2002. – P. 258–294.
7. *Chen, A.* Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications, A. Chen and E. J. Murphy Eds., CRC Press, USA. – 2012. – 531 p.
8. *Coh, C. H.* Analog Optical Links, Theory and Practice / C. H. Coh, Cambridge University Press, N.Y., USA. – 2004. – 287 p.
9. *Okiyama, T.* Evaluation of 4 Gbit/s optical fiber transmission distance with direct and external modulation / T. Okiyama, H. Nishimoto, I. Yokota, T. Touge // Journal of Lightwave Technology. – 1988. – Vol. 6. – № 11. – P. 1686-1692.
10. *Huiszoon, R. J. W.* Cost-effective up to 40 Gb/s transmission performance of 1310 nm directly modulated lasers for short- to mediumrange distances / B. Huiszoon, R. J. W. Jonker, P. K. van Bennekom, G.-D. Khoe // Journal of Lightwave Technology. – 2005. – Vol. 23. – № 3. – P. 1116-1125.
11. *Paoli, T. J.* Direct modulation of semiconductor lasers / T. L. Paoli, J. E. Ripper // . Processing of the IEEE. – 1970. – Vol. 58. – P. 1457-1465.
12. *Walter, G.* Laser operations of heterojunction bipolar laser-emitter transistor / G. Walter, N. Holonyak, M. Feng, R. Chan // Applied Physics Letters. – 2004. – Vol. 85. – № 20. – P. 4768-4770.
13. *Izekeiel, S.* Microwave-phonic links based on transistor-laser: small signal gain analys / S. Izekeiel // IEEE Photonics Technology Letters. – 2014. – Vol. 26. – № 2. – P. 183-186.
14. *Cox, C. H.* An analytical and experimental comparison of direct and external modulation in analog fiber-optics link / C. H. Cox, G. E. Betts, L. M. // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. – 1990. – Vol. 38. – № 5. – P. 501-509.
15. *Coldren, L. A.* Diode Lasers and Photonic Integrated Cirquits / L. A. Coldren, S. W. Corszine, M. A. Mashanovitch, John Wiley & Sons, Cambridge University Press, N.Y., USA. – 2012. – 810 p.
16. *Lau, K. Y.* Ultra-High Frequency Linear Fiber Optics Systems / K. Y. Lau, Springer Science and Business Media. – 2011. – 256 p.
17. *Darcie T. E.* Intermodulation and harmonic distortion in INGaAsP lasers / T. E. Darcie, R. S. Tucker, G. J. Sullivan // Electronics Letters. – 1985. – Vol. 21. – № 16. – P. 665-666.
18. *Marpaung, D.* Enhanced dynamic range in a directly modulated analog photonic link / D. Marpaung, C. Roeloffzen, W. van Etten // IEEE Photonics Technology Letters. – 2009. – Vol. 21. – № 24. – P. 1810 -1812.
19. *Ismail, T.* High-dynamic-range wireless-over-fiber link using feedforward linearization / T. Ismail, C. P. Liu, J. E. Mitchell, A. T. Seeds // Journal of Lightwave Technology. – 2007. – Vol. 25. – № 11. – P. 3274-3282.

20. Nonlinear distortion generated by dispersive transmission of chirped intensity-modulated signals / M. R. Philips [et al.]. // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1991. – Vol. 3. – № 5. – P. 481-483.
21. *Epworth, R. E.* Optical frequency modulation system // U.S. Patent No. 5,561,119. – 1985.
22. *Fiksman, G.* Performance optimization of directly modulated FM-SCM systems with optical discriminator / G. Fiksman, R. Gross, J. Fan, L. G. Kasovsky // // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1993. – Vol. 5. – № 7. – P. 845-848.
23. *Wyrwas, J. M.* Dynamic range of frequency modulated direct-direction analog fiber optic links / J. M. Wyrwas, M. C. Wu // // *Journal of Lightwave Technology*. – 2009. – Vol. 27. – № 24. – P. 5552-5562.
24. *Yabre, G.* Intensity modulation technique using a directly frequency-modulated semiconductor laser and an interferometer / G. Yabre, J. Le Bihan // *Journal of Lightwave Technology*. – 1995. – Vol. 13. – № 10. – P. 2093-2098.
25. *Wang, J.* Formula for two-carrier third-order intermodulation distortion in semiconductor laser diodes / J. Wang, M. K. Haldar, F. V. C. Mendis // *Electronics Letters*. – 1993. – Vol. 29. – № 15. – P. 1341-1343.
26. *Kobayashi, S.* Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers / S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1982. – Vol. 18. – № 4. – P. 582-595.
27. *Noguchi, K.* Millimeter-wave Ti:LiNbO₃ optical modulators / K. Noguchi, O. Mitomi, H. Miyazawa // *Journal of Lightwave Technology*. – 1998. – Vol. 16. – № 4. – P. 615-169.
28. *Lau, K. Y.* Dynamics of quantum well lasers / K. Y. Lau, S. Zory Jr., Ed., San Diego: Academic Press. – 1993. – ch. 5. – P. 217–276.
29. Monolithic integration of InGaAs/InAlGaAs-based semiconductor optical amplifiers and 10 Gb/s broadband electroabsorption modulators using quantum well intermixing technology / S. D. McDougall [et al.]. // *Int. Conf. Indium Phosphide Related Materials*. – 2004. – Conference Proceedings pp. 403–406. Piscataway, NJ: IEEE (Institute of Electrical and Electronic Engineers).
30. *Kobayashi, M.* Design and fabrication of 10-/40-Gb/s, uncooled electroabsorption modulator integrated DFB laser with butt-joint structure / W. Kobayashi, M. Arai, T. Yamanaka // *Journal of Lightwave Technology*. – 2010. – Vol. 28. – № 1. – P. 264-171.
31. *Hardy, S.* Luxtera launches single chip transceiver for motherboard deployment / S. Hardy // *Lightwave* [Online], Nov. 2009. Available: <http://www.lightwaveonline.com/top-stories/Luxtera-launchessingle-chip-transceiver-for-motherboard-deployment-69773572.html> (accessed June 27, 2011).
32. *Kobayashi, S.* Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers / S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1982. – Vol. 18. – № 4. – P. 582-595.
33. *Pankove, J. I.* *Optical Processes in Semiconductors* / J. I. Pankove, Dover Publications Inc., New York, USA. – 1971. – 420 p.
34. Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect / A. B. Miller [et al.]. // *Physical Review Letters*. – 1984. – 53. – P.2173-2178
35. *Петров, В. М.* Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай, СПб: Издательство «Лань». – 2019. – 460 с.
36. *Toney, J. E.* *Lithium Niobate Photonics* / Artech House, Norwood, USA. – 2015. – 288 p.
37. *Vazzan, M.* Optical waveguides in lithium niobate: recent developments and applications / M. Vazzan, C. Sada // *Applied Physics Review*. – 2015. – 040603 p.
38. *Ильичёв, И. В.* Оптимизация технологии изготовления канальных протоннообменных волноводов в кристаллах ниобата лития / И. В. Ильичёв, А. С. Козлов, П. В. Гаенко, А. В. Шамрай // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39. – С. 98-104.
39. Polarization separation in titanium-diffused waveguides on lithium niobate substrates / P. M. Karavaev [et al.]. // *Technical Physics Letters*. – 2016. – Vol. 42. – Issue 5. – P. 513-516.

40. *Betts, G. F.* Effect of annealing on photorefractive damage in titanium- diffused LiNbO₃ modulators / G. E. Betts, F. J. O'Donnell, K. G. Ray // IEEE Photonics Technology Letttrs. – 1994. – Vol. 6. – № 2. – P. 211-213.
41. *Fujivara, T.* Wavelength dependence of photorefractive effect in Ti-indiffused LiNbO₃ waveguides / T. Fujiwara, S. Sato, H. Mori // Applied Physiscs Letters. – 1989. – Vol. 54. – № 11. – P. 975-977.
42. *Betts, G. E.* Suppression of acoustic effect in lithium niobate integrated optical modulators / G. E. Betts, K. G. Ray, and L. M. Johnson // in Integrated Photonics Research. – 1990 Technical Digest. – P. 37-38. Washington, DC: OSA.
43. Акустические колебания в интегральных электрооптических модуляторах на основе ниобата лития / А. В. Варламов, М. Ю. Плотников А. С. Алейник, [и др.] // Письма ЖТФ – 2017 – т.43, № 21 – С. 87-94.
44. Повышение коэффициента передачи радиочастотной волоконнооптической линии за счет управления рабочей точкой внешнего модулятора / А. Н. Петров, А. В. Тронеv, В. В. Лебедев [и др.] // ЖТФ – 2015 – т. 85, №5 – С. 131-136
45. Broadband modulation of light by using an electro-optic polymer / M. Lee, H. E. Katz, C. Erben [et al.]. // Science. – 2020. – Vol. 298. – P. 1401-1403.
46. Ultralarge and thermally stable electro-optic activities from supramolecular self-assembled molecular glasses / T. D. Kim, J. W. Kang, J. Luo [et al.] // Journal of American Chemical Society. – 2007. – Vol. 129. – № 3. – P. 488-489
47. Low-loss strain induced optical waveguides in strontium barium niobate (Sr_{0.6}Ba_{0.4}Nb₂O₆) at 1.3 μm wavelength / J. M. Marx [et al.]. // Applied Physiscs Letters. – 1995. – Vol. 66. – № 3. – P. 274-276.
48. *Tang, J.* Electro-optic barium titanate waveguide modulators with transparent conducting oxide electrodes / J. Tang, S. Yang, A. Bhatranand // in CLEO Pacific Rim. – 2009. – Shanghai. – P.1-2.
49. *Korotky, S. K.* An RC network analysis of long term Ti:LiNbO₃ bias stability / S. K. Korotky, J. Veselka // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 14. – № 12. – P. 2687-2697.
50. Low drive voltage, broad-band LiNbO₃ modulators with and without etched ridges / W. K. Burns [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1999. – Vol. 17. – № 12. – P. 2551-2555.
51. Performance and modeling of broadband LiNbO₃ traveling wave optical intensity modulators / G. K. Gopalakrishnan [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1994. – Vol. 12. – № 10. – P. 1807-1819.
52. *Krahenbuhl, R.* Modeling of broad-band traveling-wave optical-intensity modulators / R. Krahenbuhl, W. K. Burns // IEEE Transaction Microwave Theory Tech. – 2000. – Vol. 48. – № 6. – P. 860-864.
53. *Cartledge, J. C.* Performance of 10 Gb/s lightwave systems based on lithium niobate Mach-Zehnder modulators with asymmetric Y-branch waveguides / J. C. Cartledge // IEEE Photonics Technology Letters. – 1995. – Vol. 7. – № 9. – P. 1090-1092.
54. Full spectrum millimeter-wave modulation / J. Macario, P. Yao, S. Shi, [et all.] // Optics Express. – 2012. - Vol. 20. – P. 23623-23629.
55. *Kaminow, I. P.* Lithium niobate ridge waveguide modulator / I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt // Applied Physics Letters. – 1974. – Vol. 24. – № 12. – P. 622-624.
56. *Izutsu, M.* Broad-band traveling-wave modulator using a LiNbO₃ optical waveguide / M. Izutsu, Y. Yamane, T. Sueta // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1977. – Vol. 13. – № 4. – P. 287-290.
57. *Ranganath, T. R.* Suppression of Li₂O out-diffusion from Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / T. R. Ranganath, S. Wang // Applied Physics Letters. – 1977. – Vol. 30. – № 4. – P. 376-379.

58. *Sasaki, H.* Efficient intensity modulation in a Ti-diffused LiNbO₃ branched optical waveguide device / H. Sasaki // Electronics Letters. – 1977. – Vol. 13. – № 23. – P. 693-694.
59. *Mikami, O.* Directional coupler type light modulator using LiNbO₃ waveguides / O. Mikami, J. Noda, M. Fukuma // Trans. IEICE Japan. – 1978. – Vol. E-61. – № 3. – P. 144-147.
60. *Minakata, M.* Precise determination of refractive-index changes in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / M. Minakata, S. Saito, M. Shibata, S. Miyazawa // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 9. – P. 4677-4682.
61. *Alferness, R. C.* Characteristics of Ti-diffused LiNbO₃ optical directional couplers / R. C. Alferness, R. V. Schmidt, E. H. Turner // Applied Optics. – 1979. – Vol. 18. – № 23. – P. 4012-4018.
62. *Leonberger, F. J.* High-speed operation of LiNbO₃ electrooptic interferometric waveguide modulators / F. J. Leonberger // Optics Letters. – 1980. – Vol. 5. – № 7. – P. 312-314.
63. Performance evaluation of waveguide phase modulators for coherent systems at 1.3 and 1.5 microns / R. E. Tench [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 4. – P. 492-501.
64. Low-drive-voltage and low-loss polarization-independent LiNbO₃ optical waveguide switches / M. Kondo [et al.]. // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 21. – P. 1167-1169.
65. *Blumenthal, P. R.* Performance of an 8 × 8 LiNbO₃ switch matrix as a gigahertz self-routing switching node / D. J. Blumenthal, P. R. Prucnal, L. Thylen, P. Granstrand // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 25. – P. 1359-1360.
66. *Thylen, L.* Integrated optics in LiNbO₃ : Recent developments in devices for telecommunications / L. Thylen // Journal of Lightwave Technology. – 1988. – Vol. 6. – № 6. – P. 847-861.
67. Rectangularly configured 4 × 4 Ti: LiNbO₃ matrix switch with low drive voltage / I. Sawaki [et al.]. // IEEE Journal of Selected Communications. – 1988. – Vol. 6. – № 7. – P. 1267-1272.
68. *Nishimoto, H.* Polarization independent LiNbO₃ 8 × 8 matrix switch / H. Nishimoto, M. Iwasaki, S. Suzuki, M. Konodo // IEEE Photonics Technology Letters. – 1990. – Vol. 2. – № 9. – P. 634-636.
69. *Miyazawa, H.* A high-speed 1 × 4 Ti:LiNbO₃ optical switch / H. Miyazawa, T. Nozawa, M. Yanagibashi // in Technical Digest of the Third Optoelectronics Conference. – 1990. - Vol. PD-2. – P.8-9.
70. *Blumenthal, P. R.* Performance of an 8 × 8 LiNbO₃ switch matrix as a gigahertz self-routing switching node / D. J. Blumenthal, P. R. Prucnal, L. Thylen, P. Granstrand // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 25. – P. 1359-1360.
71. *Thylen, L.* Integrated optics in LiNbO₃ : Recent developments in devices for telecommunications / L. Thylen // Journal of Lightwave Technology. – 1988. – Vol. 6. – № 6. – P. 847-861.
72. Rectangularly configured 4 × 4 Ti: LiNbO₃ matrix switch with low drive voltage / I. Sawaki [et al.]. // IEEE Journal of Selected Communications. – 1988. – Vol. 6. – № 7. – P. 1267-1272.
73. *Nishimoto, H.* Polarization independent LiNbO₃ 8 × 8 matrix switch / H. Nishimoto, M. Iwasaki, S. Suzuki, M. Konodo // IEEE Photonics Technology Letters. – 1990. – Vol. 2. – № 9. – P. 634-636.
74. *Miyazawa, H.* A high-speed 1 × 4 Ti:LiNbO₃ optical switch / H. Miyazawa, T. Nozawa, M. Yanagibashi // in Technical Digest of the Third Optoelectronics Conference. – 1990. - Vol. PD-2. – P.8-9.
75. *Fukuma, M.* Optical properties in titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides / M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 7. – P. 3693-3698.
76. Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO₃ as a function of diffusion parameters / S. Fouchet [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 5. – P. 700-708.

77. *Nozawa, T.* Water vapor effects on optical characteristics in Ti:LiNbO₃ channel waveguides / T. Nozawa [et al.]. // *Applied Optics*. – 1991. – Vol. 30. – № 9. – P. 1085-1089.
78. *Fukuma, M.* Optical properties of titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics / M. Fukuma, J. Noda // *Applied Optics*. – 1980. – Vol. 19. – № 4. – P. 591-597.
79. *Alferness, R. C.* Low-loss fiber-coupled waveguide directional coupler modulator / R. C. Alferness, L. L. Buhl, M. D. Divino // *Electronics Letters*. – 1982. – Vol. 18. – № 12. – P. 490-491.
80. *Ramaswamy, V.* High efficiency single-mode fibre to Ti:LiNbO₃ waveguide coupling / V. Ramaswamy, R. C. Alferness, M. Divino // *Electronics Letters*. – 1982. – Vol. 18. – № 1. – P. 30-31.
81. *Komatsu, K.* Low-loss broad-band LiNbO₃ guided-wave phase modulators using titanium/magnesium double diffusion method / K. Komatsu, S. Yamazaki, M. Konodo, Y. Ohta // *IEEE Journal of Lightwave Technology*. – 1987. – Vol. 5. – № 9. – P. 1239-1245.
82. *Kataoka, T.* 20 Gbit/s long span transmission experiments using a 270 photon/bit optical preamplifier receiver / T. Kataoka, Y. Miyamoto, K. Hagimoto, K. Noguchi // *Electronics Letters*. – 1994. – Vol. 30. – № 9. – P. 715-716.
83. Limitations and challenges of single-carrier full 40-Gbit/s repeater system based on optical equalization and new circuit design / K. Hagimoto [et al.]. // in *Conf. Optical Fiber Communication, OFC 97, Dallas, TX, 1997*. – Vol.ThC1. – P. 242-243.
84. New traveling wave electrode Mach-Zehnder optical modulator with 20 GHz bandwidth and 4.7 V driving voltage at 1.52 μm wavelength / K. Kawano [et al.]. // *Electronics Letters*. – 1989. – Vol. 25. – № 20. – P. 1382-1383.
85. 20-GHz 3 dB-bandwidth Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator / M. Seino [et al.]. // in *16th European Conf. Optical Communication, ECOC'90, Amsterdam, The Netherlands*. – 1990. – Vol. PD3. – P. 999-1002.
86. *Bulmer, C. H.* Pyroelectric effects in LiNbO₃ channel-waveguide devices / C. H. Bulmer, W. K. Burns, S. C. Hiser // *Applied Physics Letters*. – 1986. – Vol. 48. – № 16. – P. 1936-1038.
87. *Skeath, P.* Novel electrostatic mechanism in the thermal instability of z-cut LiNbO₃ interferometers / P. Skeath, C. H. Bulmer, S. H. Hiser, W. K. Burns // *Applied Physics Letters*. – 1986. – Vol. 49. – № 19. – P. 1221-1223.
88. *Sawaki, I.* Thermally stabilized z-cut Ti:LiNbO₃ waveguide switch / I. Sawaki, H. Nakajima, M. Seino, K. Asama // in *Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '86, Washington, DC, 1986*. – paper MF2. – P. 46-47. Washington, DC: Optical Society of America.
89. *Yamada, S.* DC drift phenomena in LiNbO₃ optical waveguide devices / S. Yamada, M. Minakata // *Japan Journal of Applied Physics*. – 1981. – Vol. 20. – № 4. – P. 733-737.
90. A low DC-drift Ti:LiNbO₃ modulator assured over 15 years / M. Seino [et al.]. // in *Digest of Conf. Optical Fiber Communication, OFC'92, San Jose, CA*. – 1992. – paper PD-3. – P. 325-328. Washington, DC: Optical Society of America.
91. *Korotky, S. K.* An RC network analysis of long term Ti:LiNbO₃ bias stability / S. K. Korotky, J. Veselka // *Journal of Lightwave Technology*. – 1987. – Vol. 14. – № 12. – P. 2687-2697.
92. *Maack, D. R.* Reliability of lithium niobate Mach Zehnder modulators for digital optical fiber communication systems / D. R. Maack // in *Reliability of Optical fibers and Optical Fiber Systems, D. K. Paul and B. Javidi, Eds., Washington: SPIE Optical Engineering Press*. – 1999. – P. 197-230.
93. *Nagata, H.* DC drift failure rate estimation on 10 Gb/s X-cut lithium niobate modulators / H. Nagata // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2000. – Vol. 12. – № 11. – P. 1477-1479.
94. *Kawanishi, T.* High-speed control of lightwave amplitude, phase, and frequency by use of electrooptic effect / T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Izutsu // *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics*. – 2007. – Vol. 13. – № 1. – P. 79-91.

95. 240-Gb/s polarization-multiplexed 64-QAM modulation and blind detection using PLC-LN hybrid integrated modulator and digital coherent receiver / A. Sano [et al.]. // in 35th European Conference on Optical Communication, 2009. ECOC '09, Vienna, 2009. – P. 1-2.
96. <https://www.fujitsu.com/jp/group/foc/en/products/optical-devices/100gln/>
97. Toward 3D Integrated Photonics Including Lithium Niobate Thin Films / M. Rusing, P. O. Weigel, J. Zhao [et al.]. // IEEE Nanotechnology Magazine. – 2019. – P.18-33.
98. Nanophotonic Lithium Niobate Electro-optic Modulators / C. Wang, M. Zhang, B. Stern, [et al.]. // Optics Express. – 2018. – 26. – P.1547-1552.
99. Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages / C. Wang, M. Zhang, X. Chen, [et al.]. // Nature. – 2018. – 562. – P.101-105.
100. Lončar, M. Integrated Lithium Niobate Photonic and Applications / M. Lončar // Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA. – 2019. – P.1-1.
101. Optically induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃ / A. Ashkin [et al.]. // Applied Physics Letters. – 1966. – Vol. 9. – P. 72-74.
102. Holographic storage in electrooptic crystals / N. V. Kukhtarev [et al.]. // Ferroelectrics. – 1979. – Vol. 22. – P. 949-964.
103. Петров, М. П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. – Санкт-Петербург : Наука. – 1992. – 320 с.
104. Amodei, J. J. Improved electrooptic materials and fixing techniques for holographic recordings / J. J. Amodei, W. Phillips, D. L. Staebler // Applied Optics. – 1972. – Vol. 11. – № 2. – P. 390-396.
105. Kratzig, E. Photorefractive and photovoltaic effects in doped LiNbO₃ / E. Kratzig, H. Kurz // Optics Acta. – 1977. – Vol. 24. – P. 475-482.
106. Staebler D. L. Fe-doped LiNbO₃ for read-write applications / D. L. Staebler, W. Philips // Applied Optics. – 1974. – Vol. 13. – № 4. – P. 788-794.
107. Chen F. C. Holographic storage in lithium niobate // F. C. Chen, J. T. La Macchia, D. F. Fraser // Applied Physics Letters. – 1968. – Vol. 13. – № 7. – P. 223-225.
108. Куликов, В. В. Механизмы голографической записи и термического фиксирования в фоторефрактивном LiNbO₃:Fe / В. В. Куликов, С. И. Степанов // Физика Твёрдого Тела. – 1979. – Т. 21. – № 11. – С. 3204-3208.
109. Петров, М. П. Электрически управляемая дифракция света на отражательных голограммах в кристалле LiNbO₃ / М. П. Петров, А. В. Шамрай, В. М. Петров // Физика Твёрдого Тела. – 1998. – Т. 40. – № 6. – С. 1038-1041.
110. Petrov, M. P. Electric field selectivity of reflection volume holograms in LiNbO₃ / M. P. Petrov, A. V. Shamray, V. M. Petrov, J. Sanchez-Mondragon // Optics Communications. – 1998. – Vol.153. – P. 305-308.
111. Шамрай, А. В. Перекрёстные помехи, вызванные некогерентностью считывающего света при спектральном мультиплексировании отражательных голограмм / А. В. Шамрай, В. М. Петров, М. П. Петров // Журнал Технической Физики. – 1999. – Т. 69. – № 9. – С. 110-114.
112. Breer, S. Wavelength demultiplexing with volume phase holograms in photorefractive lithium niobate / S. Breer, K. Buse // Applied Physics B. – 1998. – Vol. 66. – P. 339-345.
113. Electrically controlled volume LiNbO₃ holograms for wavelength demultiplexing systems / V. M. Petrov [et al.]. // Optical Materials. – 2001. – Vol. 18. – Issue 1. – P. 191-194.
114. Electric field selectivity and multiplexing of volume holograms in LiNbO₃ / V. M. Petrov [et al.]. // Applied Physics B. – 2000. – Vol. 71. – P. 43-46.
115. A dynamic narrow-band tunable optical filter / V. M. Petrov [et al.]. // Applied Physics B. – 2003. – Vol. 76. – № 1. – P. 41-44.
116. Optical on-line controllable filters based on photorefractive crystals / V. M. Petrov [et al.]. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2003. – Vol. 5, – № 6. – P. 471-476.
117. Controllable Fabry-Perot interferometer based on dynamic volume holograms / V. M. Petrov [et al.]. // Thin Solid Films. – 2004. – Vol. 450. – № 1. – P. 178-182.

118. *Petrov, V. M.* Control of optical transfer function by phase – shift keying of a holographic Bragg grating / V. M. Petrov, S. Lichtenberg, J. Petter, T. Tschudi // *Optics Communications*. – 2004. – Vol. 229. – P. 131-139.
119. *Ярив, А.* Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх – Москва : Мир, 1987. – 616 с.
120. *Кузьминов, Ю. С.* Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики / Ю. С. Кузьминов. – Москва : Наука, 1975. – 224 с.
121. *Sellmeier, W.* Ueber die durch die Aetherschwingungen erregten Mitschwingungen der Körpertheilchen und deren Rückwirkung auf die ersteren, besonders zur Erklärung der Dispersion und ihrer Anomalien (II. Theil) / W. Sellmeier // *Annalen der Physik und Chemie*. – 1872. – Vol.223. – P.386–403.
122. *Schlarb, U.* Refractive indices of lithium niobate as a function of wavelength and composition / U. Schlarb, K. Betzler // *J. Applied Physics* – 1993. – Vol.73. – P. 3472 – 3476
123. *Schlarb, U.* Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength and composition: A general fit / U. Schlarb, K. Betzler // *Physical Review* – 1993. – Vol. 48. – P. 15613 – 15620.
124. Electroabsorption by Stark effect on room-temperature excitons in GaAs/GaAlAs multiple quantum well structures / D. S. Chemla, T. C. Damen, D. A. B. Miller, [et all.] // *Applied Physics Letters*. – 1983. – Vol. 42. – № 10. – P. 864-866.
125. *Weiner, J. S.* Quadratic electro-optic effect due to the quantumconfined Stark effect in quantum wells / J. S. Weiner, D. A. B. Miller, D. S. Chemla // *Applied Physics Letters*. – 1987. – Vol. 50. – № 13. – P. 842-844.
126. Modulator material impact on chirp, DSP, and performance in coherent digital links: comparison of the lithium niobate, indium phosphide, and silicon platforms / M. Jacques, A. Samani, D. Patel. *Opt. Express*. – 2018. – Vol. 26. – P.22471-22490.
127. InGaAsP/InP quantum-well electrorefractive modulators with sub-volt $V\pi$. / K. Juodavlikis, P.O'Donnell, R. Plant, [et all.] // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. – 2004. – Vol. 5435. – 546786.
128. *Soda, H.* 10 Gb/s monolithic electro-absorption modulator/DFB laser light source / H. Soda // *Third Optoelectronics Conf.* – 1990. – Chiba: IEICE.
129. *Wakita, K.* Semiconductor Optical Modulators / K. Wakita // Norwell: Kluwer Academic Publisher. – 1998.
130. *Koyama, F.* Frequency chirping in external modulators / F. Koyama, K. Iga // *IEEE Journal of Lightwave Technology*. – 1988. – Vol. 6. – № 1. – P. 87-93.
131. *Chung, Y.* An assessment of finite difference beam propagation method / Y. Chung, N. Dagli // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1990. – Vol. 26. – № 8. – P.1335-1339.
132. *Kotaki, Y.* Analysis of static and dynamic wavelength shifts in modulator integrated DFB lasers / Y. Kotaki, H. Soda // *Proceedings of 19-th European Conference on Optical Communication (ECOC 93)*, paper WeP8.6. – 1993. – P. – 381-384, Montreux: SEV & EPFL/ETHZ.
133. Chirp characteristics of 10-Gb/s electro-absorption modulator integrated DFB lasers / Y. Kim [et al.]. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2000. – Vol. 36. – № 8. – P.900-908.
134. *Martin, P.* Accurate refractive-index measurements of doped and undoped InP by a grating coupling technique / P. Martin // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol.67. – P.881-883.
135. *Bennett, B. R.* Carrier-induced change in refractive-index of InP, GaAs, and InGaAsP / B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. Del Alamo // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1990. – Vol.26. – P.113-122.
136. *Whalen, M. S.* Index of refraction of N-type InP at 0.633 μm and 1.15 μm wavelengths as a function of carrier concentration / M. S. Whalen, and J. Stone // *J. Applied Physics*. – 1982. – Vol.53. – P.4340-4343.

137. Carrier induced change due to doping in refractive index of InP: Measurements at 1.3 and 1.5 μm / L. Chusseau, P. Martin, C. Bresseur, [et al.] // Applied Physics Letters. – 1996. – Vol. 69. – P.3054-3058.
138. Casey, H. C. Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP / H. C. Casey, Jr. and P. L. Carter // Applied Physics Letters – 1994. – Vol. 44. – P.82-83.
139. Li, G. L. Optical intensity modulator for digital and analog applications / G. L. Li, P. K. L. Yu // Journal of Lightwave Technology. – 2003. – Vol. 21. – № 9. – P. 2010-2030.
140. Bardyszewski, W. Resonant-level effects in absorption spectra of shallow quantum wells / W. Bardyszewski, C. Rolland, S. Bradshaw, D. Yevick // in Conference on Lasers and Electro-Optics. – 1998. – P. CThX6.
141. Large field-induced refractive-index change on TM-polarized light in an InGaAlAsInAlAs MQW waveguide structure / N. Yoshimoto [et al.]. // IEEE Photonics Technology Letters. – 1997. – Vol. 9. – № 9. – P. 200-202.
142. Nojima, S. Optimization of quantum well materials and structures for excitonic electroabsorption effects / S. Nojima, K. Wakita // Applied Physics Letters. – 1988. – Vol. 53. – № 20. – P. 1958-1960.
143. Maat, P. InP-based integrated MZI switches for optical communication / P. Maat // Ph.D. Thesis, Department of Applied Physics, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 2001.
144. InP-Based Mach–Zehnder modulator with capacitively loaded traveling-wave electrodes / S. Akiyama, H. Itoh, S. Sekiguchi, [et al.] // J. Lightwave Technology. – 2008. – Vol. 26. – P.608-615.
145. Full L-band 40 Gbit/s operation of compact InP-DQPSK modulator module with low constant driving voltage of 3.5 Vpp / N. Kikuchi, K. Tsuzuki, Y. Shibata, [et al.]. // in European Conference on Communications. – 2008. – Mo.3.C4.
146. A compact PHASAR with low central channel loss / Y. C. Zhu, F. H. Groen, D. H. P. Maat // in Proc. European Conference on Integrated Optics. – 1999. – P. 219-222.
147. Novel RIE-process for high quality InP-based waveguide structures / Y. S. Oei, L. H. Spiekman, F. H. Groen, [et al.]. // in Proc. 7th European Conference on Integrated Optics, Delft, The Netherlands. – n1995. – P.205–208.
148. D. L. Melville, S. M. Ohja, R. Moore, and F. R. Shepherd, Application of CH₄/Ar and CH₄/CO₂/H₂ plasma chemistries in hydrocarbon RIE of InP-based optoelectronic devices / D. L. Melville, S. M. Ohja, R. Moore, [et al.]// in 43-rd AVS National Symposium. – 1996.
149. Vicknesh, S Etching characteristics of HBr-based chemistry on InP using the ICP technique / S. Vicknesh, and A. Ramam // J. Electrochem. Soc. – 2004. – Vol.151 . – P.772–780.
150. ICP etching of optical waveguides in InP-based materials using HBr and Cl₂ chemistry / N. Kim, F. R. Shepherd, M. Boudreau, [et al.] // in Eleventh Canadian Semiconductor Technology Conference, Ottawa. – 2003. – WP.15.
151. Inductively coupled plasma etching of GaAs low loss waveguides for a traveling waveguide polarization converter, using chlorine chemistry / J. Lu, X. Meng, A. J. SpringThorpe, [et al.]// J. Vac. Sci. Technol. A., – 2004. – Vol.22. – P.1058-1061.
152. Agrawal, G. P. Nonlinear Fiber Optics / G. P. Agrawal // San Diego, USA: Academic Press. – 2001.
153. <http://www.300pinmsa.org>.
154. <http://www.xfpmsa.org>.
155. 40 Gb/s n-i-n InP Mach–Zehnder modulator with a π voltage of 2.2 V/ K. Tsuzuki, T. Ishibashi, T. Ito [et al.]. // Electronics Letters. – 2003. – Vol.39. – P.1464-1466.
156. InP based Mach–Zehnder modulator for 40 Gbit/s integrated lightwave source / S. Akiyama, S. Hirose, T. Watanabe, [et al.]//in IEEE 18th Inter. Semiconductor Laser Conference, Garmisch-Partenkirchen, Germany. – 2002. – P.5758 (TuCl).

157. *Chou, H.* High resolution and high sensitivity optical reflection measurements using white light interferometry / H. Chou, and W. V. Sorin // Hewlett-Packard Journal. – 1993. – Vol.44. – P.39-48.
158. *Coldren, L. A.* On the formation of planar-etched facets in GaInAsP/InP double heterostructures / L. A. Coldren, K. Furuya, and B. I. Miller // J. Electrochem. Soc. – 1983. – Vol.130. – P.1918-1926.
159. The effect of process-induced stress in InP/InGaAsP weakly confined waveguides switch/ R. Rousina-Webb, I. Betty, D. Sieniawski, [et al.]. // Optoelectronic Interconnects VII, Photonics Packaging and Integration II, SPEE. – 2000. – Vol.3952. – P.168-177.
160. *Nye, J. F.* Physical Properties of Crystals /J. F. Nye//New York: Oxford University Press. – 1985.
161. Double-stage taper for coupling between SOI waveguides and single-mode fiber / A. Barkai, A. Liu, D. Kim, [et al.]. //J. Lightwave Technol. – 2008. – Vol.26. – P.3860-3865.
162. *Payam, R.* Optical and electro-optical properties of submicrometer lithium niobate slab waveguides prepared by crystal ion slicing and wafer bonding / R. Payam, P. Gunter // Applied Physics Letters. – 2004. – Vol. 85. – P.4603-4605.
163. *Walker, R. G.* High speed electrooptic modulation in GaAs/GaAlAs waveguide devices /R. G. Walker// J. Lightw. Technol. – 1987. – Vol.5. – P.1444-1453.
164. *Afromowitz, M. A.* Refractive index of Ga_{1-x}Al_xAs / M. A. Afromowitz // Solid State Commun. – 1974. – Vol.15. – P.59-63.
165. Acousto-optic resonance in deep-etched GaAs–AlGaAs electro-optic modulators / C. D. Watson, M. Poirier, J. M. Heaton, [et al.]. //J. Lightw. Technol. – 2004. – Vol. 22. – P.1598-1603.
166. *Walker, R. G.* GaAs photonic ICs for modulation and signal processing / R. G. Walker and R. A. Griffin // in IEEE Int. Microwave Symp., Phoenix, Arizona. – 2001.
167. *Walker, R. G.* High-speed III-V semiconductor intensity modulators / R. G. Walker // IEEE J. Quantum. Electron. – 1991. – Vol.27. – P.654-667.
168. AlGaInAs-InP C-band tunable DS-DBR laser for semi-cooled operation at 55°C / N. D. Whitbread [et al.]. // in European Conference on Communications, 2008. – P. We.3.C4.
169. InGaAlAs-InGaAsP heteromaterial monolithic integration for advanced long-wavelength optoelectrics devices / K. Shinoda [et al.]. // Journal of Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 45. – № 9. – P. 1201-1209.
170. *Macfarlane, G. G.* Exciton and phonon effects in the absorption spectra of germanium and silicon / G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, V. Roberts // Journal of Physics Chemistry Solids. – 1959. – Vol. 8. – P. 388-392.
171. Strained silicon as a new electro-optic material / R. S. Jacobsen [et al.]. // Nature. – 2006. – Vol. 441. – № 7090. – P. 199-202.
172. *Soref, R. A.* Electrooptical effects in silicon / R. A. Soref, B. R. Bennett // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1987. – Vol. 23. – № 1. – P. 123-129.
173. *Cocorullo, G.* Thermo-optical modulation at 1.5 microns in silicon etalon / G. Cocorullo, I. Rendina // Electronics Letters. – 1992. – Vol. 28. – № 1. – P. 83-85.
174. *Moss, T. S.* Semiconductor Opto-Electronics / T. S. Moss, G. J. Burrell, B. Ellis // London, England: Butterworth, 1973.
175. Optical properties of phosphorus-doped polycrystalline silicon layers / G. Lubberts [et al.]. // Journal of Applied Physics. – 1981. – Vol. 52. – № 11. – P. 6870-6878.
176. Electronicphotonic integrated circuits on the CMOS platform / L. C. Kimerling [et al.]. // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6125. – paper 2.
177. *Soref, R. A.* Electrooptical effects in silicon / R. A. Soref, B. R. Bennett // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1987. – Vol. 23. – № 13. – P. 123-129.
178. *Reed, G.* Silicon optical modulators / Reed, G., Mashanovich, G., Gardes, F., [et al.]. // Nature Photonics. – 2010. – Vol. 4. – P.518-526.

179. *Witzens, J.* High-Speed Silicon Photonics Modulators / J. Witzens // Proceedings of the IEEE. – 2018. – Vol. 106. – P.2158-2182.
180. *Soref, R.* All-silicon active and passive guided-wave components for $\lambda = 1.3$ and $1.6 \mu\text{m}$ / R. Soref and J. Lorenzo // IEEE J. Quantum Electron. – 1986. – Vol. 22. – P.873-879.
181. *Nedeljkovich, M.* Free-carrier electrorefraction and electroabsorption modulation predictions for Silicon over the 1–14 micron infrared wavelength range / M. Nedeljkovic, R. Soref, and G. Z. Mashanovich // IEEE Photonics. – 2011. – Vol. 4. – P. 1171-1180.
182. Operation and optimization of silicon-diode-based optical modulators / S. J. Spector [et al.]. // IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics. . – 2010. – Vol. 16. – № 1. – P. 165-172.
183. *Reed, G. T.* Silicon Photonics: An Introduction / G. T. Reed and A. P. Knights // West Sussex, England: John Wiley & Sons, Ltd., 2004.
184. *Soref, R. A.* Large single-mode rib waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂ / R. A. Soref, J. Schmidtchen, K. Petermann // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1991. – Vol. 27. – № 8. – P. 1971-1974.
185. *Powell, O.* Single-mode condition for silicon rib waveguides / O. Powell // Journal of Lightwave Technology. – 2002. – Vol. 20. – № 10. – P. 1851-1855.
186. Single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section / S. P. Chan [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 2005. – Vol. 23. – № 6. – P. 2103-2111.
187. A high-speed silicon optical modulator based on a metal-oxide-semiconductor capacitor / A. Liu [et al.]. // Nature. – 2004. – Vol. 427. – № 6975. – P. 615-618.
188. *Green, W. M.* Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator / W. M. J. Green, M. J. Rooks, L. Sekaric, and Y. A. Vlasov // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – № 22. – P. 17106-17113.
189. *Gardes, F. Y.* A sub-micron depletion-type photonic modulator in silicon on insulator / F. Y. Gardes, G. T. Reed, N. G. Emerson, C. E. Ping // Optics Express. – 2005. – Vol. 13. – № 22. – P. 8845-8854.
190. *Almedia, V. R.* Nanotaper for compact mode conversion / V. R. Almeida, R. R. Panepucci, M. Lipson // Optics Letters. – 2003. – Vol. 28. – № 15. – P. 1302-1304.
191. Mode transformer for miniaturized optical circuits / K. K. Lee [et al.]. // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30. – № 5. – P. 498-500.
192. Double-stage taper for coupling between SOI waveguides and single-mode fiber / A. Barkai [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 2008. – Vol. 26. – № 24. – P. 3860-3865.
193. *Cox, C. H.* High electro-optic sensitivity (r_{33}) polymers: They are not just for low voltage modulators any more / Journal of Physiscal Chemistry B. – 2004. – Vol. 108. – № 25. – P. 8540-8542.
194. *Lytel, R.* Large-scale integration of electro-optic polymer waveguides / R. Lytel, G. F. Lipscomb, J. T. Kenney, E. S. Binkley // in Polymers for Lightwave and Integrated Optics, L. A. Hornak, Ed., New York: Marcel Dekker. – 1992. – P. 433–472.
195. *Skothheim, T. A.* Handbook of Conducting Polymers / T. A. Skotheim, J. R. Reynolds // Third Edition: Conjugated Polymers, Theory, Synthesis, Properties, and Characterization, Boca Raton: CRC Press. – 2007.
196. *Dalton, L. R.* Nonlinear optical polymeric materials: From chromophore design to commercial applications / L. R. Dalton // Advances in Polymer Science. – 2001. – Vol. 158. – P. 1086.
197. *Dalton, L. R.* Organic electro-optic materials: Understanding structure/function relationships critical to the optimization of electro-optic activity / L. R. Dalton [et al.]. // in Organic Thin Films for Photonics Applications, W. Herman and S. Foulger, Eds., Washington, DC: ACS Symposium Series American Chemical Society. – 2010. – P. 13-33.

198. *Huang, Y.* Fabrication and replication of polymer integrated optical devices using electron-beam lithography and soft lithography / Y. Huang [et al.]. // *Journal of Physical Chemistry B*. – 2004. – Vol. 108. – № 25. – P. 8606-8613.
199. *Song, H.-C.* Flexible low-voltage electro-optic polymer modulators / H.-C. Song [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 82. – № 25. – P. 4432-4434.
200. *Baehr-Jones, T.* Optical modulation and detection in slotted silicon waveguides / T. Baehr-Jones [et al.]. // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13. – № 14. – P. 5216-5226.
201. *Baehr-Jones, T.* Nonlinear polymer-clad silicon slot waveguide modulator with a half wave voltage of 0.25 V / T. Baehr-Jones [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 92. – № 16. – P. 163303-1-3.
202. *Takayesu, J.* A hybrid electro-optic microring resonator-based $1 \times 4 \times 1$ ROADM for wafer scale optical interconnects / J. Takayesu [et al.]. // *Journal of Lightwave Technology*. – 2008. – Vol. 27. – № 4. – P. 440-448.
203. *Kim, H. M.* Second-order nonlinear optical properties of octupolar molecules structure–property relationship / H. M. Kim, B. R. Cho // *Journal of Material Chemistry*. – 2009. – Vol. 19. – № 40. – P. 7402-7409.
204. *Akdas-Kilig, H.* A new class of bipyrimidine-based octupolar chromophores: Synthesis, fluorescent and quadratic nonlinear optical properties / H. Akdas-Kilig, T. Roisnel, I. Ledoux, H. Le Bozec // *New Journal of Chemistry*. – 2009. – Vol. 33. – № 7. – P. 1470-1473.
205. *Ray, P. C.* First hyperpolarizabilities of ionic octupolar molecules: structure–function relationships and solvent effects / P. C. Ray, J. Leszczynski // *Chemical Physics Letters*. – 2004. – Vol. 399. – № 1-3. – P. 162-166.
206. Towards highly efficient nonlinear optical chromophores: Molecular engineering of octupolar molecules / M. Blanchard-Desce [et al.]. // *Optical Materials*. – 1999. – Vol. 12. – № 2-3. – P. 333-338.
207. Highly nonlinear optical configurationally locked triene crystals based on 3,5-dimethyl-2-cyclohexen-1-one / S.-J. Kwon [et al.]. // *Journal of Physical Chemistry*. – 2008. – Vol. 112. – № 21. – P. 7846-7852.
208. Ch. Bosshard, K. Sutter, Ph. Pretre, J. Hulliger, M. Florsheimer, P. Kaatz, and P. Gunter, *Organic Nonlinear Optical Materials*, Basel, Switzerland: Gordon and Breach, 1995.
209. *Marder, S. R.* 4-N-methylstilbazolium toluene-p-sulfonate salts with large second-order optical non-linearities / S. R. Marder, J. W. Perry, W. P. Schaefer // *Journal of Material Chemistry*. – 1992. – Vol. 2. – № 9. – P. 985-986.
210. *Kuzyk, M. G.* Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials / M. G. Kuzyk and C. W. Dirk, Eds., New York: Marcel Dekker. – 1998.
211. Molecular self-assembly of mixed beta zwitterionic and neutral ground-state NLO chromophores / M. Halter [et al.]. // *Chemical Materials*. – 2008. – Vol. 20. – № 5. – P. 1778-1787.
212. *Dalton, L. R.* Electric field poled organic electro-optic materials: State of the art and future prospects / L. R. Dalton, P. A. Sullivan, D. H. Bale // *Chemical Review*. – 2010. – Vol. 110. – № 1. – P. 22-55.
213. *Kim, H. M.* Second-order nonlinear optical properties of octupolar molecules structure–property relationship / H. M. Kim, B. R. Cho // *Journal of Material Chemistry*. – 2009. – Vol. 19. – № 40. – P. 7402-7409.
214. *Akdas-Kilig, H.* A new class of bipyrimidine-based octupolar chromophores: Synthesis, fluorescent and quadratic nonlinear optical properties / H. Akdas-Kilig, T. Roisnel, I. Ledoux, H. Le Bozec // *New Journal of Chemistry*. – 2009. – Vol. 33. – № 7. – P. 1470-1473.
215. *Ray, P. C.* First hyperpolarizabilities of ionic octupolar molecules: structure–function relationships and solvent effects / P. C. Ray, J. Leszczynski // *Chemical Physics Letters*. – 2004. – Vol. 399. – № 1-3. – P. 162-166.

216. Towards highly efficient nonlinear optical chromophores: Molecular engineering of octupolar molecules / M. Blanchard-Desce [et al.]. // *Optical Materials*. – 1999. – Vol. 12. – № 2-3. – P. 333-338.
217. Highly nonlinear optical configurationally locked triene crystals based on 3,5-dimethyl-2-cyclohexen-1-one / S.-J. Kwon [et al.]. // *Journal of Physical Chemistry*. – 2008. – Vol. 112. – № 21. – P. 7846-7852.
218. Ch. Bosshard, K. Sutter, Ph. Pretre, J. Hulliger, M. Florsheimer, P. Kaatz, and P. Gunter, *Organic Nonlinear Optical Materials*, Basel, Switzerland: Gordon and Breach, 1995.
219. *Marder, S. R.* 4-N-methylstilbazolium toluene-p-sulfonate salts with large second-order optical non-linearities / S. R. Marder, J. W. Perry, W. P. Schaefer // *Journal of Material Chemistry*. – 1992. – Vol. 2. – № 9. – P. 985-986.
220. *Kuzyk, M. G.* Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials / M. G. Kuzyk and C. W. Dirk, Eds., New York: Marcel Dekker. – 1998.
221. Molecular self-assembly of mixed beta zwitterionic and neutral ground-state NLO chromophores / M. Halter [et al.]. // *Chemical Materials*. – 2008. – Vol. 20. – № 5. – P. 1778-1787.
222. Layer-by-layer self-assembled pyrrole-based donor-acceptor chromophores as electro-optic materials / A. Facchetti [et al.]. // *Chemical Materials*. – 2003. – Vol. 15. – № 5. – P. 1064-1072.
223. Very large electro-optic responses in H-bonded heteroaromatic films grown by physical vapour deposition / A. Facchetti [et al.]. // *Nature Materials*. – 2004. – Vol. 3. – № 12. – P. 910-917.
224. Laser-assisted poling of binary chromophore materials / B. C. Olbricht [et al.]. // *Journal of Physical Chemistry*. – 2008. – Vol. 112. – № 21. – P. 7983-7988.
225. *Oh, M.-C.* Simulation of polarization converter formed by poling-induced polymer waveguides / M.-C. Oh, S.-S. Lee, S.-Y. Shin // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1995. – Vol. 31. – № 9. – P. 1698-1704.
226. Photo-bleaching induced electro-optic polymer modulators with dual driving electrodes operating at 1.55 mm wavelength / S. Kim [et al.]. // *Electronics Letters*. – 2003. – Vol. 39. – № 18. – P. 1321-1322.
227. *Soref, R. A.* Large single-mode rib waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂ / R. A. Soref, J. Shidchen, K. Peterman // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1991. – Vol. 27. – № 8. – P. 1971-1973.
228. Low half-wave voltage and high electro-optic effect in hybrid polymer/sol-gel waveguide modulators / Y. Enami [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – № 14. – P. 143505-1-3.
229. *Soref, R. A.* Large single-mode rib waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂ / R. A. Soref, J. Shidchen, and K. Peterman // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1991. – Vol. 27. – P. 1971-1973.
230. *Kaminow, I. P.* Thin-film LiNbO₃ electro-optic light modulator / I. P. Kaminow, J. R. Carruthers, E. H. Turner, L. W. Stulz // *Applied Physics Letters*. – 1973. – Vol. 22. – № 10. – P. 540-542.
231. *Kaminow, I. P.* Lithium niobate ridge waveguide modulator / I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, E. H. Turner // *Applied Physics Letters*. – 1974. – Vol. 24. – № 12. – P. 622-624.
232. *Izutsu, M.* Broad-band traveling-wave modulator using a LiNbO₃ optical waveguide / M. Izutsu, Y. Yamane, T. Sueta // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1977. – Vol. 13. – № 4. – P. 287-290.
233. *Ranganath, T. R.* Suppression of Li₂O out-diffusion from Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / T. R. Ranganath, S. Wang // *Applied Physics Letters*. – 1977. – Vol. 30. – № 4. – P. 376-379.
234. *Sasaki, H.* Efficient intensity modulation in a Ti-diffused LiNbO₃ branched optical waveguide device / H. Sasaki // *Electronics Letters*. – 1977. – Vol. 13. – № 23. – P. 693-694.

235. *Mikami, O.* Directional coupler type light modulator using LiNbO₃ waveguides / O. Mikami, J. Noda, M. Fukuma // Trans. IEICE Japan. – 1978. – Vol. E-61. – № 3. – P. 144-147.
236. *Minakata, M.* Precise determination of refractive-index changes in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / M. Minakata, S. Saito, M. Shibata, S. Miyazawa // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 9. – P. 4677-4682.
237. *Alferness, R. C.* Characteristics of Ti-diffused LiNbO₃ optical directional couplers / R. C. Alferness, R. V. Schmidt, E. H. Turner // Applied Optics. – 1979. – Vol. 18. – № 23. – P. 4012-4018.
238. *Leonberger, F. J.* High-speed operation of LiNbO₃ electrooptic interferometric waveguide modulators / F. J. Leonberger // Optics Letters. – 1980. – Vol. 5. – № 7. – P. 312-314.
239. Performance evaluation of waveguide phase modulators for coherent systems at 1.3 and 1.5 microns / R. E. Tench [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 4. – P. 492-501.
240. Low-drive-voltage and low-loss polarization-independent LiNbO₃ optical waveguide switches / M. Kondo [et al.]. // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 21. – P. 1167-1169.
241. *Blumenthal, P. R.* Performance of an 8 × 8 LiNbO₃ switch matrix as a gigahertz self-routing switching node / D. J. Blumenthal, P. R. Prucnal, L. Thylen, P. Granstrand // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 25. – P. 1359-1360.
242. *Thylen, L.* Integrated optics in LiNbO₃ : Recent developments in devices for telecommunications / L. Thylen // Journal of Lightwave Technology. – 1988. – Vol. 6. – № 6. – P. 847-861.
243. Rectangularly configured 4 × 4 Ti:LiNbO₃ matrix switch with low drive voltage / I. Sawaki [et al.]. // IEEE Journal of Selected Communications. – 1988. – Vol. 6. – № 7. – P. 1267-1272.
244. *Nishimoto, H.* Polarization independent LiNbO₃ 8 × 8 matrix switch / H. Nishimoto, M. Iwasaki, S. Suzuki, M. Konodo // IEEE Photonics Technology Letters. – 1990. – Vol. 2. – № 9. – P. 634-636.
245. *Miyazawa, H.* A high-speed 1 × 4 Ti:LiNbO₃ optical switch / H. Miyazawa, T. Nozawa, M. Yanagibashi // in Technical Digest of the Third Optoelectronics Conference. – 1990. - Vol. PD-2. – P.8-9.
246. *Fukuma, M.* Optical properties in titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides / M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 7. – P. 3693-3698.
247. Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO₃ as a function of diffusion parameters / S. Fouchet [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 5. – P. 700-708.
248. *Nozawa, T.* Water vapor effects on optical characteristics in Ti:LiNbO₃ channel waveguides / T. Nozawa [et al.]. // Applied Optics. – 1991. – Vol. 30. – № 9. – P. 1085-1089.
249. *Fukuma, M.* Optical properties of titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics / M. Fukuma, J. Noda // Applied Optics. – 1980. – Vol. 19. – № 4. – P. 591-597.
250. *Alferness, R. C.* Low-loss fiber-coupled waveguide directional coupler modulator / R. C. Alferness, L. L. Buhl, M. D. Divino // Electronics Letters. – 1982. – Vol. 18. – № 12. – P. 490-491.
251. *Ramaswamy, V.* High efficiency single-mode fibre to Ti:LiNbO₃ waveguide coupling / V. Ramaswamy, R. C. Alferness, M. Divino // Electronics Letters. – 1982. – Vol. 18. – № 1. – P. 30-31.
252. *Komatsu, K.* Low-loss broad-band LiNbO₃ guided-wave phase modulators using titanium/magnesium double diffusion method / K. Komatsu, S. Yamazaki, M. Konodo, Y. Ohta // IEEE Journal of Lightwave Technology. – 1987. - Vol. 5. – № 9. – P. 1239-1245.
253. *Kataoka, T.* 20 Gbit/s long span transmission experiments using a 270 photon/bit optical preamplifier receiver / T. Kataoka, Y. Miyamoto, K. Hagimoto, K. Noguchi // Electronics Letters. – 1994. – Vol. 30. – № 9. – P. 715-716.

254. Limitations and challenges of single-carrier full 40-Gbit/s repeater system based on optical equalization and new circuit design / K. Hagimoto [et al.]. // in Conf. Optical Fiber Communication, OFC 97, Dallas, TX, 1997. – Vol.ThC1. – P. 242-243.
255. New traveling wave electrode Mach-Zehnder optical modulator with 20 GHz bandwidth and 4.7 V driving voltage at 1.52 μm wavelength / K. Kawano [et al.]. // Electronics Letters. – 1989. – Vol. 25. – № 20. – P. 1382-1383.
256. 20-GHz 3 dB-bandwidth Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator / M. Seino [et al.]. // in 16th European Conf. Optical Communication, ECOC'90, Amsterdam, The Netherlands. – 1990. – Vol. PD3. – P. 999-1002.
257. *Dofi, D.* 50 GHz velocity-matched, broad wavelength LiNbO₃ modulator with multimode active section / Electronics Letters. – 1992. – Vol. 28. – № 13. – P. 1197-1198.
258. 40 GHz, low half-wave voltage Ti:LiNbO₃ intensity modulator / G. K. Gopalakrishnan [et al.]. // Electronics Letters. – 1992. – Vol. 28. – № 9. – P. 826-827.
259. *Miyamoto, H.* Evaluation of LiNbO₃ intensity modulator using electrodes buried in buffer layer / Electronics Letters. – 1992. – Vol. 28. – № 11. – P. 976-977.
260. *Madabushi, R.* Wide-band, low driving voltage Ti:LiNbO₃ optical modulators for 40 Gb/s applications / R. Madabushi, Y. Uematsu, K. Fukuchi, A. Noda // in 24th European Conf. Optical Communications, ECOC'98, Madrid, Spain. – 1998. Vol. – P. 547–548.
261. *Howerton, M. M.* Fully packaged, broad-band LiNbO₃ modulator with low drive voltage / M. M. Howerton, R. P. Moeller, A. S. Greenblatt, R. Krahenbuhl // IEEE Photonics Technology Letters. – 2000. – Vol. 12. – № 7. – P. 792-794.
262. *Noguchi, H.* Frequency-dependent propagation characteristics of a coplanar waveguide electrode on a 100-GHz-Ti:LiNbO₃ optical modulator / K. Noguchi, H. Miyazawa, O. Mitomi // Electronics Letters. – 1998. – Vol. 34. – №7. – P. 661-662.
263. *Bulmer, C. H.* Pyroelectric effects in LiNbO₃ channel-waveguide devices / C. H. Bulmer, W. K. Burns, S. C. Hiser // Applied Physics Letters. – 1986. – Vol. 48. – № 16. – P. 1936-1038.
264. *Skeath, P.* Novel electrostatic mechanism in the thermal instability of z-cut LiNbO₃ interferometers / P. Skeath, C. H. Bulmer, S. H. Hiser, W. K. Burns // Applied Physics Letters. – 1986. – Vol. 49. – № 19. – P. 1221-1223.
265. *Sawaki, I.* Thermally stabilized z-cut Ti:LiNbO₃ waveguide switch / I. Sawaki, H. Nakajima, M. Seino, K. Asama // in Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '86, Washington, DC, 1986. – paper MF2. - P. 46-47. Washington, DC: Optical Society of America.
266. *Yamada, S.* DC drift phenomena in LiNbO₃ optical waveguide devices / S. Yamada, M. Minakata // Japan Journal of Applied Physics. – 1981. – Vol. 20. – № 4. – P. 733-737.
267. A low DC-drift Ti:LiNbO₃ modulator assured over 15 years / M. Seino [et al.]. // in Digest of Conf. Optical Fiber Communication, OFC'92, San Jose, CA. – 1992. – paper PD-3. – P. 325-328. Washington, DC: Optical Society of America.
268. *Korotky, S. K.* An RC network analysis of long term Ti:LiNbO₃ bias stability / S. K. Korotky, J. Veselka // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 14. – № 12. – P. 2687-2697.
269. *Maack, D. R.* Reliability of lithium niobate Mach Zehnder modulators for digital optical fiber communication systems / D. R. Maack // in Reliability of Optical fibers and Optical Fiber Systems, D. K. Paul and B. Javidi, Eds., Washington: SPIE Optical Engineering Press. – 1999. – P. 197-230.
270. *Nagata, H.* DC drift failure rate estimation on 10 Gb/s X-cut lithium niobate modulators / H. Nagata // IEEE Photonics Technology Letters. – 2000. – Vol. 12. – № 11. – P. 1477-1479.
271. *Kawanishi, T.* High-speed control of lightwave amplitude, phase, and frequency by use of electrooptic effect / T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Izutsu // IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics. – 2007. – Vol. 13. – № 1. – P. 79-91.

272. 240-Gb/s polarization-multiplexed 64-QAM modulation and blind detection using PLC-LN hybrid integrated modulator and digital coherent receiver / A. Sano [et al.]. // in 35th European Conference on Optical Communication, 2009. ECOC '09, Vienna, 2009. – P. 1-2.
273. *Payam, R.* Optical and electro-optical properties of submicrometer lithium niobate slab waveguides prepared by crystal ion slicing and wafer bonding / R. Payam, P. Gunter // Applied Physics letters. – 2004. – Vol. 85. – P. 4603-4605.
274. Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates / R. Payam [et al.]. // Optics Express. – 2013. – Vol. 21. – № 21. – P. 7536-7541.
275. Very-low-driving-voltage electroabsorption modulators operating at 40 Gb/s / H. Fukano, T. Yamanaka, M. Tamura, Y. Kondo // Journal of Light Wave Technology. – 2006. – Vol. 24. – № 5. – P. 2219-2224.
276. Transparent ROF link using EA modulators / P. K. L. Yu [et al.]. // Int. Topical Meeting Microwave Photonics 2005 Digest, P. 21–24. Piscataway, NJ: IEEE.
277. Gain limit in analog links using electroabsorption modulators / G. E. Betts [et al.]. // IEEE Photonics Technology Letters. – 2006. – Vol. 18. – № 19. – P. 2065-2067.
278. *Борн, М.* Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973. – 720 с.
279. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. — Издание 3-е, стереотипное. — М.: Физматлит, МФТИ, 2002. — Т. IV. Оптика. — 792 с.
280. *Martin, W. E.* A new waveguide switch/modulator for integrated optics / W. E. Martin // Applied Physics Letters. – 1975. – Vol. 26. – № 10. – P. 562-563.
281. *Kawanishi, T.* High-speed control of lightwave amplitude, phase, and frequency by use of electrooptic effect / T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Izutsu // IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics. – 2007. – Vol. 13. – № 1. – P.79-91.
282. *Izutsu, M.* Integrated optical SSB modulator/frequency shifter / M. Izutsu, S. Shikama, T. Sueta // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17. – № 11. – P. 2225–2227.
283. *Griffin, R. A.* Optical differential quadrature phase-shift key (oDQPSK) for high capacity optical transmission / R. A. Griffin, A. C. Carter // in Optical Fiber Communication Conf. 2002 Tech. Dig., P. 367–368. Washington, DC: OSA (Optical Society of America).
284. *Zhou, X.* Multi-level, multi-dimensional coding for high-speed and high-spectral efficiency optical transmission / X. Zhou, J. Yu // Journal of Lightwave Technology. – 2009. – Vol. 27. – № 16. – P. 3641-3653.
285. *Betts, G. E.* LiNbO₃ modulators and their use in high performance analog links / G. E. Betts // „ in RF Photonic Technology in Optical Fiber Links, W. S. C. Chang, Ed., Cambridge, UK: Cambridge University Press. – 2002. – ch. 4. – P. 81-132.
286. Ring resonator-based electrooptic polymer traveling-wave modulator / H. Tazawa [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 2006. – Vol. 24. – № 9. – P. 3514-3519.
287. *Wang, T.* On-Chip Optical Microresonators With High Electro-Optic Tuning Efficiency / T. Wang, G. Peng, M. Chan, [et al.].// Journal of Lightwave Technology. – 2020. Vol. 38. – P.1851-1857.
288. *Pandey, A.* Broadband optical single sideband generation using an ultra high shape-factor self coupled ring resonator / A. Pandey, V. Jeyasean, K. Shankar // Opt. Communications. – 2020. – Vol. 461. – P. 125224.
289. *Gheorma, I. L.* Fundamental limitations of optical resonator based high-speed EO modulators / I. L. Gheorma, R. M. Osgood // IEEE Photonics Technoly Letters. – 2002. – Vol. 14. – № 6. – P. 795-797.
290. *Krahenbuhl, R.* Investigations on short-path-length high-speed optical modulators in LiNbO₃ with resonant-type electrodes / R. Krahenbuhl and M. M. Howerton // Journal of Lightwave Technology. – 2001. – Vol. 19. – № 9. – P. 1287-1297.

291. *Betts, G. E.* High-sensitivity lumped-element bandpass modulators in LiNbO₃ / G. E. Betts, L. M. Johnson, C. H. Cox // *Journal of Lightwave Technology*. – 1989. – Vol. 7. – № 12. – P. 2078-2083.
292. *Петров, М. П.* Электрически управляемый интегрально оптический фильтр / М. П. Петров, А. В. Шамрай, А. С. Козлов, И. В. Ильичёв // *Письма в ЖТФ*. – 2004. – Т. 30. – С. 75-81.
293. Integrated optical Bragg filter with fast electrically controllable transfer function / P. Arora, V. M. Petrov, J. Petter, [et al.] // *Opt. Communications*. – 2008. – Vol. 281. – P. 2067-2072.
294. Electrically controlled slow/fast propagation of 12.5-GHz light pulses in lithium niobate waveguide Bragg grating / U. D. Noriega, S. Stepanov, O. H. Ortiz, [et al.] // *Applied Physics B: Lasers and Optics* – 2012. – Vol. 106, N 1 – P. 51-56.
295. *Грешнов, А. А.* Высокочастотная модуляция света при дифракции на брэгговской решетке с бегущей волной показателя преломления / А. А. Грешнов, В. В. Лебедев, А. В. Шамрай // *ЖТФ*, – 2012. – т. 82 – С. 39-43
296. Новый метод управления формой спектральной характеристики Брэгговских решеток в электрооптических материалах / А. В. Шамрай, И. В. Ильичев, А. С. Козлов, [и др.]. // *Квантовая электроника*. – 2005. – т. 35 – С. 734-740.
297. Демонстрация частотной модуляции оптических сигналов с высоким параметром девиации частоты / А. В. Шамрай, И. В. Ильичев, А. С. Козлов, [и др.]. // *Квантовая электроника*. – 2008. – т. 38 – С. 273-275.
298. Дополнительный информационный канал передачи частотно-модулированных сигналов в стандартных волоконно-оптических линиях связи на основе амплитудной модуляции / В. В. Лебедев, К. М. Ануфриев, Н. В. Тогузов, [и др.]. // *Письма ЖТФ*. – 2015. – т. 41. – С. 32-39.
299. *Kogelnik, H.* Switched directional couplers with alternating $\Delta\beta$ / H. Kogelnik, R. V. Schmidt // *IEEE Journal of Quantum Electronics* – 1976. – Vol. 12. – № 7. – P. 396-401.
300. A low-voltage 8×8 Ti:LiNbO₃ switch with a dilated-Benes architecture / J. E. Watson [et al.] // *Journal of Lightwave Technology*. – 1990. – Vol. 8. – № 5. – P. 794-801.
301. *Donnelly, J. P.* A comparison of power requirements of traveling-wave LiNbO₃ optical couplers and interferometric modulators / J. P. Donnelly, A. A. Gopinath // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1987. – Vol. 23. – № 1. – P. 30-41.
302. Very-low-driving-voltage electroabsorption modulators operating at 40 Gb/s / H. Fukano, T. Yamanaka, M. Tamura, [et al.] // *Journal of Lightwave Technology*. – 2006. – Vol. 24. – P. 2219-2224.
303. *Kaminow, I. P.* Thin-film LiNbO₃ electro-optic light modulator / I. P. Kaminow, J. R. Carruthers, E. H. Turner, L. W. Stulz // *Applied Physics Letters*. – 1973. – Vol. 22. – № 10. – P. 540-542.
304. *Kaminow, I. P.* Lithium niobate ridge waveguide modulator / I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, E. H. Turner // *Applied Physics Letters*. – 1974. – Vol. 24. – № 12. – P. 622-624.
305. *Izutsu, M.* Broad-band traveling-wave modulator using a LiNbO₃ optical waveguide / M. Izutsu, Y. Yamane, T. Sueta // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1977. – Vol. 13. – № 4. – P. 287-290.
306. *Rangarath, T. R.* Suppression of Li₂O out-diffusion from Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / T. R. Ranganath, S. Wang // *Applied Physics Letters*. – 1977. – Vol. 30. – № 4. – P. 376-379.
307. *Sasaki, H.* Efficient intensity modulation in a Ti-diffused LiNbO₃ branched optical waveguide device / H. Sasaki // *Electronics Letters*. – 1977. – Vol. 13. – № 23. – P. 693-694.
308. *Mikami, O.* Directional coupler type light modulator using LiNbO₃ waveguides / O. Mikami, J. Noda, M. Fukuma // *Trans. IEICE Japan*. – 1978. – Vol. E-61. – № 3. – P. 144-147.

309. *Minakata, M.* Precise determination of refractive-index changes in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides / M. Minakata, S. Saito, M. Shibata, S. Miyazawa // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 9. – P. 4677-4682.
310. *Alferness, R. C.* Characteristics of Ti-diffused LiNbO₃ optical directional couplers / R. C. Alferness, R. V. Schmidt, E. H. Turner // Applied Optics. – 1979. – Vol. 18. – № 23. – P. 4012-4018.
311. *Leonberger, F. J.* High-speed operation of LiNbO₃ electrooptic interferometric waveguide modulators / F. J. Leonberger // Optics Letters. – 1980. – Vol. 5. – № 7. – P. 312-314.
312. Performance evaluation of waveguide phase modulators for coherent systems at 1.3 and 1.5 microns / R. E. Tench [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 4. – P. 492-501.
313. Low-drive-voltage and low-loss polarization-independent LiNbO₃ optical waveguide switches / M. Kondo [et al.]. // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 21. – P. 1167-1169.
314. *Blumenthal, P. R.* Performance of an 8 × 8 LiNbO₃ switch matrix as a gigahertz self-routing switching node / D. J. Blumenthal, P. R. Prucnal, L. Thylen, P. Granstrand // Electronics Letters. – 1987. – Vol. 23. – № 25. – P. 1359-1360.
315. *Thylen, L.* Integrated optics in LiNbO₃ : Recent developments in devices for telecommunications / L. Thylen // Journal of Lightwave Technology. – 1988. – Vol. 6. – № 6. – P. 847-861.
316. Rectangularly configured 4 × 4 Ti:LiNbO₃ matrix switch with low drive voltage / I. Sawaki [et al.]. // IEEE Journal of Selected Communications. – 1988. – Vol. 6. – № 7. – P. 1267-1272.
317. *Nishimoto, H.* Polarization independent LiNbO₃ 8 × 8 matrix switch / H. Nishimoto, M. Iwasaki, S. Suzuki, M. Konodo // IEEE Photonics Technology Letters. – 1990. – Vol. 2. – № 9. – P. 634-636.
318. *Miyazawa, H.* A high-speed 1 × 4 Ti:LiNbO₃ optical switch / H. Miyazawa, T. Nozawa, M. Yanagibashi // in Technical Digest of the Third Optoelectronics Conference. – 1990. - Vol. PD-2. – P.8-9.
319. *Fukuma, M.* Optical properties in titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides / M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki // Journal of Applied Physics. – 1978. – Vol. 49. – № 7. – P. 3693-3698.
320. Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO₃ as a function of diffusion parameters / S. Fouchet [et al.]. // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – Vol. 5. – № 5. – P. 700-708.
321. *Nozawa, T.* Water vapor effects on optical characteristics in Ti:LiNbO₃ channel waveguides / T. Nozawa [et al.]. // Applied Optics. – 1991. – Vol. 30. – № 9. – P. 1085-1089.
322. *Fukuma, M.* Optical properties of titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics / M. Fukuma, J. Noda // Applied Optics. – 1980. – Vol. 19. – № 4. – P. 591-597.
323. *Alferness, R. C.* Low-loss fiber-coupled waveguide directional coupler modulator / R. C. Alferness, L. L. Buhl, M. D. Divino // Electronics Letters. – 1982. – Vol. 18. – № 12. – P. 490-491.
324. *Ramaswamy, V.* High efficiency single-mode fibre to Ti:LiNbO₃ waveguide coupling / V. Ramaswamy, R. C. Alferness, M. Divino // Electronics Letters. – 1982. – Vol. 18. – № 1. – P. 30-31.
325. *Komatsu, K.* Low-loss broad-band LiNbO₃ guided-wave phase modulators using titanium/magnesium double diffusion method / K. Komatsu, S. Yamazaki, M. Konodo, Y. Ohta // IEEE Journal of Lightwave Technology. – 1987. - Vol. 5. – № 9. – P. 1239-1245.
326. *Kataoka, T.* 20 Gbit/s long span transmission experiments using a 270 photon/bit optical preamplifier receiver / T. Kataoka, Y. Miyamoto, K. Hagimoto, K. Noguchi // Electronics Letters. – 1994. – Vol. 30. – № 9. – P. 715-716.
327. Limitations and challenges of single-carrier full 40-Gbit/s repeater system based on optical equalization and new circuit design / K. Hagimoto [et al.]. // in Conf. Optical Fiber Communication, OFC 97, Dallas, TX, 1997. – Vol.ThC1. – P. 242-243.

328. New traveling wave electrode Mach-Zehnder optical modulator with 20 GHz bandwidth and 4.7 V driving voltage at 1.52 μm wavelength / K. Kawano [et al.]. // *Electronics Letters*. – 1989. – Vol. 25. – № 20. – P. 1382-1383.
329. 20-GHz 3 dB-bandwidth Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator / M. Seino [et al.]. // in 16th European Conf. Optical Communication, ECOC'90, Amsterdam, The Netherlands. – 1990. – Vol. PD3. – P. 999-1002.
330. *Dofi, D.* 50 GHz velocity-matched, broad wavelength LiNbO₃ modulator with multimode active section / *Electronics Letters*. – 1992. – Vol. 28. – № 13. – P. 1197-1198.
331. 40 GHz, low half-wave voltage Ti:LiNbO₃ intensity modulator / G. K. Gopalakrishnan [et al.]. // *Electronics Letters*. – 1992. – Vol. 28. – № 9. – P. 826-827.
332. *Miyamoto, H.* Evaluation of LiNbO₃ intensity modulator using electrodes buried in buffer layer / *Electronics Letters*. – 1992. – Vol. 28. – № 11. – P. 976-977.
333. *Madabushi, R.* Wide-band, low driving voltage Ti:LiNbO₃ optical modulators for 40 Gb/s applications / R. Madabushi, Y. Uematsu, K. Fukuchi, A. Noda // in 24th European Conf. Optical Communications, ECOC'98, Madrid, Spain. – 1998. Vol. – P. 547-548.
334. *Howerton, M. M.* Fully packaged, broad-band LiNbO₃ modulator with low drive voltage / M. M. Howerton, R. P. Moeller, A. S. Greenblatt, R. Krahenbuhl // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2000. – Vol. 12. – № 7. – P. 792-794.
335. *Noguchi, H.* Frequency-dependent propagation characteristics of a coplanar waveguide electrode on a 100-GHz-Ti:LiNbO₃ optical modulator / K. Noguchi, H. Miyazawa, O. Mitomi // *Electronics Letters*. – 1998. – Vol. 34. – №7. – P. 661-662.
336. *Bulmer, C. H.* Pyroelectric effects in LiNbO₃ channel-waveguide devices / C. H. Bulmer, W. K. Burns, S. C. Hiser // *Applied Physics Letters*. – 1986. – Vol. 48. – № 16. – P. 1936-1038.
337. *Skeath, P.* Novel electrostatic mechanism in the thermal instability of z-cut LiNbO₃ interferometers / P. Skeath, C. H. Bulmer, S. H. Hiser, W. K. Burns // *Applied Physics Letters*. – 1986. – Vol. 49. – № 19. – P. 1221-1223.
338. *Sawaki, I.* Thermally stabilized z-cut Ti:LiNbO₃ waveguide switch / I. Sawaki, H. Nakajima, M. Seino, K. Asama // in Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '86, Washington, DC, 1986. – paper MF2. - P. 46-47. Washington, DC: Optical Society of America.
339. *Yamada, S.* DC drift phenomena in LiNbO₃ optical waveguide devices / S. Yamada, M. Minakata // *Japan Journal of Applied Physics*. – 1981. – Vol. 20. – № 4. – P. 733-737.
340. A low DC-drift Ti:LiNbO₃ modulator assured over 15 years / M. Seino [et al.]. // in Digest of Conf. Optical Fiber Communication, OFC'92, San Jose, CA. – 1992. – paper PD-3. – P. 325-328. Washington, DC: Optical Society of America.
341. *Korotky, S. K.* An RC network analysis of long term Ti:LiNbO₃ bias stability / S. K. Korotky, J. Veselka // *Journal of Lightwave Technology*. – 1987. – Vol. 14. – № 12. – P. 2687-2697.
342. *Maack, D. R.* Reliability of lithium niobate Mach Zehnder modulators for digital optical fiber communication systems / D. R. Maack // in Reliability of Optical fibers and Optical Fiber Systems, D. K. Paul and B. Javidi, Eds., Washington: SPIE Optical Engineering Press. – 1999. – P. 197-230.
343. *Nagata, H.* DC drift failure rate estimation on 10 Gb/s X-cut lithium niobate modulators / H. Nagata // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2000. – Vol. 12. – № 11. – P. 1477-1479.
344. *Kawanishi, T.* High-speed control of lightwave amplitude, phase, and frequency by use of electrooptic effect / T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Izutsu // *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics*. – 2007. – Vol. 13. – № 1. – P. 79-91.
345. 240-Gb/s polarization-multiplexed 64-QAM modulation and blind detection using PLC-LN hybrid integrated modulator and digital coherent receiver / A. Sano [et al.]. // in 35th European Conference on Optical Communication, 2009. ECOC '09, Vienna, 2009. – P. 1-2.

346. *Payam, R.* Optical and electro-optical properties of submicrometer lithium niobate slab waveguides prepared by crystal ion slicing and wafer bonding / R. Payam, P. Gunter // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85. – P. 4603-4605.
347. Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates / R. Payam [et al.]. // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – № 21. – P. 7536-7541.
348. High-index contrast, low-voltage lithium niobate modulators / P. Raibei [et al.]. // 2013 IEEE Avionics, Fiber-Optics and Photonics Conference (AVFOP). – 2013. – P. 43-44.
349. Any bias point control of mach-zehnder electrooptic modulator and its applications in optimization of radio-over-fiber links / Z. Huang [et al.]. // *Microwave Photonics, 2011 International Topical Meeting on Microwave Photonics Conference, 2011 Asia-Pacific, MWP/APMP*. – 2011. – P. 218-221.
350. Analysis and Control of the DC Drift in LiNbO₃-Based Mach-Zehnder Modulators / J. P. Salvestrini [et al.]. // *Journal of Lightwave Technology*. – 2011. – Vol. 29. – № 10. – P. 1522-1534.
351. Modeling and characterization of the electrostatic coupling intra-body communication based on Mach-Zehnder electro-optical modulation / Y. Song [et al.]. // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – № 12. – P. 13488-13500.
352. *Waterhouse, R. B.* Integrated antenna/electro-optic modulator for RF photonic front-ends / R. B. Waterhouse, D. Novak // *Microwave Symposium Digest (MTT), 2011 IEEE MTT-S International*. – 2011. – P.1-4.
353. *Donnelly, J. P.* A comparison of power requirements of traveling-wave LiNbO₃ optical couplers and interferometric modulators / J. P. Donnelly, A. A. Gopinath // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1987. – Vol. 23. – № 1. – P. 30-41.
354. Microwave modeling and characterization of thick coplanar waveguides on oxide-coated lithium niobate substrates for electrooptical applications / G. Ghione [et al.]. // *IEEE Transactions Microwave Theory Technology*. – 1999. Vol. 47. - № 12. – P. 2287-2293.
355. *Matsko, A. B.* Optical resonators with whispering-gallery modes-part I: basics / A. B. Matsko, V. S. Ilchenko // *IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*. – 2006. – Vol. 12. – № 1. – P. 3-14.
356. *Ilchenko, V. S.* Optical resonators with whispering-gallery modes-part II: applications / V. S. Ilchenko, A. B. Matsko // *IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*. – 2006. – Vol. 12. – № 1. – P. 15-32.
357. Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates / P. Rabiei [et al.]. // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – № 21. P. 25573-25581.
358. Rabiei, P. Optical and electro-optical properties of submicrometer lithium niobate slab waveguides prepared by crystal ion slicing and wafer bonding / P. Rabiei, P. Gunter // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85. – P.4603-4605.
359. *Holmes, R. J.* Titanium diffusion into LiNbO₃ as a function of stoichiometry / R. J. Holmes, D. M. Smyth // *J. Applied Physics*. – 1984. – Vol.55. – P.3531-3535.
360. *Fries, S* Extraordinary versus ordinary refractive index change in planar LiNbO₃:Ti waveguides / S. Fries, P. Hertel, H. P. Menzler // *Phys. Status Solidi A*. – 1988. – Vol. 108. – P.449-455.
361. *Atuchin, V.V* Investigation of optical waveguides fabricated by titanium diffusion in LiTaO₃ / V. V. Atuchin, K. K. Ziling, D. P. Shipilova // *Sov. Journal of Quantum Electronics*. – 1984. – Vol. 14. – P.671-678.
362. *Novikov, A. D.* Intermodal holographic-type parametric scattering of light in planar Ti:LiNbO₃:Fe optical waveguides / A. D. Novikov // *Sov. Journal of Quantum Electronics*. – 1988. – Vol. 33. – P.969-970.
363. Concentration and refractive index profiles of titanium- and iron-diffused planar LiNbO₃ waveguides / D. Kip, [et al.]// *Phys. Status Solidi A*. – 1993. – Vol.139. – P.241–248.

364. *Popov, V. L.* Study of planar waveguides fabricated from lithium niobate by successive diffusion of titanium and copper / V. L. Popov, V. M. Shandarov, K. B. Lyons // *Sov. Physical Technical Physics.* – 1991. – Vol. 36. – P. 1380-1382.
365. *Bashkirov, A. I.* Investigation of optical waveguides obtained in LiNbO₃ by diffusion of iron / A. I. Bashkirov, V. M. Shandarov // *Sov. Physical Technical Physics.* – 1989. – Vol. 34. – 882-883.
366. *Kip, D.* Anisotropic four-wave mixing in planar LiNbO₃ optical waveguides / D. Kip, E. Kratzig // *Opt. Lett.* – 1992. – Vol.17. – P. 1563-1565.
367. Photorefractive-damage-resistant Zn-diffused waveguides in MgO:LiNbO₃ / W. M. Young, [et al.] // *Optics Letters.* – 1991. – Vol. 13. – P.995-997.
368. *Kaminov, I. P.* Optical waveguiding layers in LiNbO₃ and LiTaO₃/ I. P. Kaminov, J. R. Carruthers // *Applied Physics Letters.* – 1973. – Vol.22. – P.326-328.
369. *Holman, R.L.* Chemical control of optical damage in lithium niobate/ R. L. Holman, P. J. Cressman, J. F. Reveli // *Applied Physics Letters.* – 1978. – Vol.32. – P.280-283.
370. *Jackel, J. L.* Suppression of Outdiffusion in Titanium Diffused LiNbO₃: A Review/ J. L. Jackel // *J. Opt. Commun.* – 1982. – Vol.3. – P. 82-85.
371. *Rasch, A.* Suppression of Outdiffusion in Ti: LiNbO₃ / A. Rash, M. Rottschalk, W. Karthe // *J. Opt. Commun.* – 1985. – Vol.6. – P. 14-17.
372. *Jackel, J. L.* Proton exchange in LiNbO₃/ J. L. Jackel, C. E. Rice, J. J. Veselka // *Ferroelectrics.* – 1983. – Vol. 50. P.165-170.
373. The Study of Proton Exchange in Lithium Tantalate Crystals / V. A. Ganshin, [et al.] // *Phys. Status Solidi A.* – 1989. – Vol.114. – P. 457-465.
374. *Yamamoto, K.* Characteristics of pyrophosphoric acid proton-exchanged waveguides in LiNbO₃ /K. Yamamoto, T. Taniuchi// *J. Applied Physics.* – 1991. – Vol.70. – P.6663-6668.
375. *Pun, E.Y.B.* Proton-exchanged optical waveguides in Z-cut LiNbO₃ using phosphoric acid / E. Y. B. Pun, K. K. Loi, P. S. Chung // *J. Lightwave Technology.* – 1993. – Vol.11. – P.277-284.
376. Characterization of sulfuric acid proton - exchanged lithium niobate/ J. T. Cargo, [et al.] // *J. Applied Physics.* – 1990. – Vol.67. – P.627-633.
377. Jackel, J. L. Proton exchange: past, present, and future/ J. L. Jackel // *Integrated Optical Circuits. : International Society for Optics and Photonics.* – 1991. – P.54-63.
378. Hydrogen in lithium niobate/ Cabrera J. M., [et al.] // *Advanced Physics.* – 1996. – Vol.45. – P. 349-392.
379. Characterization of photorefractive LiNbO₃ waveguides fabricated by combined proton and copper exchange/ F. Rickerman, [et al.] // *Phys. Status Solidi A.* – 1995. – Vol.150. – P.763-772.
380. *Korkishko, Y. N.* Relationship between refractive indices and hydrogen concentration in proton exchanged LiNbO₃ waveguides / Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov // *J. Applied Physics.* – 1997. Vol. – 82. – P.1010-1017.
381. *Becker, R. A.* Comparison of guided - wave interferometric modulators fabricated on LiNbO₃ via Ti indiffusion and proton exchange // *Appl. Physics Letters.* – 1983. – Vol.43. – P.131-133.
382. *Minakata, M.* Lattice constant changes and electro - optic effects in proton - exchanged LiNbO₃ optical waveguides / M. Minakata, K. Kumagai, S. Kawakami // *Appl. Physics Letters.* – 1986. – Vol.49. – P.992-994.
383. *Rottschalk, M.* Electrooptic Behaviour of Proton Exchanged LiNbO₃ Optical Waveguides / M. Rottschalk, A. Rasch, W. Karthe // *Optics Communications.* – 1988. – Vol.9. – P.19-23.
384. Electro-optic effect in proton exchanged LiNbO₃ and LiTaO₃ waveguides / I. Savatinova, [et al.] // *J. Lightwave Technology.* – 1996. – Vol.14. – P.403-409.
385. *Suchoski, P. G.* Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electro-optic degradation / P. G. Suchoski, T. K. Findakly, F. J. Leonberger // *Optics Letters.* – 1988. – Vol.13. – P. 1050-1052.

386. *Goto, N.* Characterization of proton-exchange and annealed LiNbO₃ waveguides with pyrophosphoric acid / N. Goto, G. L. Yip // *Applied Optics*. – 1989. – Vol.28. – P. 60-65.
387. Highly efficient integrated optical parametric generator produced by soft proton exchange in PPLN / L. Chanvillard, [et al.]. // *Proc. 9th Eur. Conf. Integrated Optics (ECIO'99)*. – 1999. – P.13-16.
388. *Korkishko, Y. N.* LiNbO₃ Optical Waveguide Fabrication by High-Temperature Proton Exchange / Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, O. Y. Feoktistova // *J. Lightwave Technology*. – 2000. – Vol.18. – P.562-566.
389. Characterization of alpha-phase soft proton-exchanged LiNbO₃ optical waveguides / Y. N. Korkishko, [et al.]. // *J. Optical Society of America A*. – 2001. – Vol. 18. – P.1186-1191.
390. Reverse proton exchange for buried waveguides in LiNbO₃ // Y. N. Korkishko, [et al.]. // *J. Optical Society of America A*. – 1998. – Vol. 15. – P.1838-1842.
391. *Kostritskii, S. M.* Improvement of photorefractive properties of proton-exchanged LiTaO₃ waveguides / S. M. Kostritskiy, D. Kip, E. Krätzig // *Applied Physics B*. – 1997. – Vol.65. – P. 517-522.
392. *Kostritskii, S. M.* Photoinduced light scattering in copper-doped Li_{1-x}H_xNbO₃ photorefractive waveguides / S. M. Kostritskii, O. M. Kolesnikov // *J. Optical Society of America B*. – 1994. – Vol.11. – P.1674-1680.
393. Formation of Ion Exchanged Cu:LiTaO₃ Waveguides and Their Investigations/ Y. A. Bobrov, [et al.]. // *Phys. Status Solidi A*. – 1991. – Vol.123. – P.317-324.
394. The formation of waveguides and modulators in LiNbO₃ by ion implantation / G. L. Destefanis, [et al.]. // *J. Applied Physics*. – 1979. Vol.50. – P.7898-7905.
395. Waveguides in Barium Titanate by Helium Implantation / P. Moretti, [et al.]. // *Phys Status Solidi*. – 1990. – Vol.117. – P. 85-88.
396. *Xie, H.* Nonlinear optical properties of epitaxial lithium tantalate thin films / H. Xie, W.-Y. Hsu, R. Raj // *J. Applied Physics*. – 1995. – Vol.77. – P.3420-3425.
397. Nystrom M.J. et al. Nonlinear optical properties of textured strontium barium niobate thin films prepared by metalorganic chemical vapor deposition / M. J. Nystrom, [et al.]. // *Appl. Physics Letters*. – 1995. – Vol.66. – P.1726-1728.
398. Preparation and Properties of Ferroelectric BaTiO₃ Thin Films by Sol-Gel Process/ T. Hayashi, [et al.]. // *Japan J. Applied Physics*. – 1993. – Vol.32. – P.4092-4096.
399. Waveguides in KNbO₃ by He⁺ implantation/ T. Bremer, [et al.]. // *Ferroelectr. Lett. Sect.* – 1988. – Vol.9. – P.11-14.
400. Proton implanted waveguides in LiNbO₃, KNbO₃ and BaTiO₃ / P. Moretti, [et al.]. // *Ferroelectrics*. – 1992. – Vol.128. – P.13-18.
401. Pulsed-laser deposition and optical properties of completely (001) textured optical waveguiding LiNbO₃ films upon SiO₂/Si substrates / W. S. Hu, [et al.]. // *Optics Letters*. – 1996. – Vol. 21. – P.946-948.
402. Molecular beam epitaxy growth of epitaxial barium silicide, barium oxide, and barium titanate on silicon / R. A. McKee, [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 1991. – Vol.59. – P.782-784.
403. Investigation of barium titanate thin films on MgO substrates by second - harmonic generation / B. Bihari, [et al.]. // *J. Applied Physics*. – 1994. – Vol.76. – P.1169-1174.
404. *Xie, H.* Nonlinear optical properties of epitaxial lithium tantalate thin films / H. Xie, W.-Y. Hsu, R. Raj // *J. Applied Physics*. – 1995. – Vol.77. – P.3420-3425.
405. Nonlinear optical properties of textured strontium barium niobate thin films prepared by metalorganic chemical vapor deposition / M. J. Nystrom, [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol.66. – P.1726-1728.
406. *Noguchi, K.* Ultra-high-speed LiNbO₃ modulators / K. Noguchi // *J. Optical Fiber Communications*. – 2007. – Rep.4. – P.1–13.
407. *Wang, C.* Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages / C. Wang, M. Zhang, X. Chen, X. // *Nature*. – 2018. – Vol. 562. P.101-104.

408. *Kolner, B. H.* Intermodulation distortions and compression in an integrated electrooptic modulators / B. H. Kolner, D. W. Dolfi // *Applied Optics*. – 1987. – Vol.26. – P.3676-3680.
409. *Wong K. K.* Properties of Lithium Niobate / K. K. Wong, Ed. – London, UK:Inspec. – 2002. – 432 p.
410. *Wang, X.* Achieving beyond 100 GHz large signal modulation bandwidth in hybrid silicon photonics Mach-Zehnder modulators using thin film lithium niobate / X. Wang, [et al.]// *APL Photonics*. – 2019. – Vol.4. – P.096101 <https://doi.org/10.1063/1.5115243>.
411. *Laverdiere, C.* A new method for measuring time-resolved frequency chirp of high bit rate sources / C. Laverdie, A. Fekecs, M. Tetu // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol.15. – P. 446-448.
412. *Sands, D.* Diode Lasers / D. Sands // Bristol, UK: Institute of Physics Publishing. – 2005. – P.278-279.
413. High-speed low power optical modulator with adjustable chirp parameter / S. K. Korotky, J. J. Veselka, C. T. Kemmerer [et al.]. // in *Top. Meet. Integrated Photon. Research 1991 Tech. Dig.*, Monterey, CA. Washington, DC: OSA. – 1991. – paper TuG2.
414. Dispersion penalty reduction using an optical modulator with adjustable chirp / A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, [et al.]. // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 1991. – Vol.3. – P. 916-918.
415. *Suzuki, N.* Comparison of effective α -parameters for multiquantum-well electroabsorption modulators / N. Suzuki, and Y. Hirayama // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 1995. – Vol.7. – P.1007-1009.
416. *Cartledge, J. C.* Comparison of effective α -parameters for semiconductor Mach-Zehnder optical modulators / J. C. Cartledge, // *J. Lightwave Technology*. – 1998. – Vol.16. – P.372-379.
417. Making time-resolved chirp measurements using the optical spectrum analyzer and digital communications analyzer. Agilent Application Note 1550-7 [Online], Mar. 2002. Available: <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5988-5614EN.pdf> (accessed June 27, 2011).
418. *Linke, R. A.* Modulation induced transient chirping in single frequency lasers / R. A. Linke // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1985. – Vol.21. P.593-597.
419. *Gnauck, A. H.* Chirp characteristics of dual-drive Mach-Zehnder modulator with a finite DC extinction ratio / Kim and A. H. Gnauck // *IEEE Photon. Technology Letters*. – 2002. – Vol.14. – P.298-300.
420. External modulator linearization techniques for high performance radio over fiber transmission systems / A. Ferreira, T. Silveira, D. Fonseca, [et al.]. // 2009 11th International Conference on Transparent Optical Networks, Azores. – 2009. P.1-4.
421. <https://www.infinera.com/wp-content/uploads/The-Advantages-of-InP-Photonic-Integration-in-High-Performance-Coherent-Optics-0223-WP-RevA-1219.pdf>
422. Отечественные СВЧ интегрально-оптические модуляторы для квантовых коммуникаций / В. М. Петров, А. В. Шамрай, И. В. Ильичёв, [и др.] // *Фотоника*. – 2020. – Т. 14. – №5. – С.414-422.
423. High extinction ratio integrated optical modulator for quantum telecommunication systems / A. Tronev, M Parfenov, P Agruzov, [et al.]. // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 951. – P.012002.
424. Sideband quantum communication at 1 Mbit/s on a metropolitan area network / A. V. Gleim, V. V. Chistyakov, O. I. Bannik, [et al.]. // *Journal of Optical Technology*. – 2017. – Vol. 84. – P.362-367.
425. Distributed optical fiber sensing: Review and perspectives / P. Lu , N. Lalam , M. Badar, [et al.]. // *Applied Physics Review*. – 2019. – Vol. 6. – P.041302.
426. High extinction ratio characteristics of over 60 dB Mach-Zehnder modulator with asymmetric power-splitting Y-branches on X-cut Ti:LiNbO₃ / V. Y. Yamaguchi, S. Nakajima, A. Kanno, [et al.]. // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2014. – Vol. 53. – P.08MB03

427. Fabrication of high extinction ratio lithium niobate integrated optical modulators using photorefractive trimming / A. Tronev, M. Parfenov, P. Agruzov, [et al.]. // *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXII*. – 2018. – Vol.10535. – P.1053527.
428. *Schaffner, J. H.* Intermodulation distortion in high dynamic range microwave fiber-optic links with linearized modulators / J. H. Schaffner and W. B. Bridges // *Journal of Lightwave Technology*. – 1993. – Vol.11. – P.3-6.



Миссия университета – открывать возможности для гармоничного развития конкурентоспособной личности и вдохновлять на решение глобальных задач.

Петров Виктор Михайлович
Шамрай Александр Валерьевич

СВЧ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, литер А