ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, УСТОЙЧИВЫХ К ДИСПЕРСИОННОЙ ДЕГРАДАЦИИ МОЩНОСТИ

[1]Щербаков В.В., [1]Солодков А.Ф., [2]Задерновский А.А.

[1]Центр волоконно-оптических систем передачи информации, http://www.centervospi.ru/
Москва 117342, Российская Федерация
[2]МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), http://www.mirea.ru/
Москва 119454, Российская Федерация

Поступила 07.04.2019, принята 22.04.2019

Выполнен теоретический анализ передачи оптических сигналов в волоконно-оптической линии связи с внешней модуляцией интенсивности света с помощью электрооптического двухэлектродного модулятора Маха-Цендера и прямым детектированием сигналов на выходе из оптоволокна. Получены наиболее общие аналитические выражения для оптических сигналов на выходе из модулятора и на приемном конце волоконно-оптической линии связи. Особое внимание уделяется сигналам однополосной модуляции и оптическим сигналам с подавленной несущей. Установлено семейство новых форматов однополосной модуляции двухэлектродного модулятора Маха-Цендера. В рамках линейного приближения получены простые выражения для сигналов однополосной модуляции и сигналов с подавленной несущей. Наглядно продемонстрирована передача таких сигналов без дисперсионной деградации их мощности.

Ключевые слова: **волоконно-оптическая линия связи, двухэлектродный модулятор Маха-Цендера, хроматическая дисперсия оптоволокна, оптическая однополосная модуляция, оптическая модуляция с подавленной несущей**

PACS: 85.60.BT

Содержание

1. Введение (161)
2. Электрооптический модулятор Маха-Цендера (163)
   2.1. Электрооптический эффект (163)
   2.2. Принцип работы электрооптического модулятора Маха – Цендера (165)
   2.3. Балансный модулятор Маха – Цендера (166)
   2.4. Модулятор Маха – Цендера с двумя управляющими электродами (168)
3. Форматы модуляции двухэлектродного модулятора (169)
   3.1. Формат амплитудной модуляции с двумя боковыми полосами и несущей (169)
   3.2. Формат амплитудной модуляции с одной боковой полосой и несущей (170)
   3.3. Формат амплитудной модуляции с двумя боковыми полосами и подавленной несущей (171)
4. Транспортировка оптического сигнала по оптоволокну (171)
   4.1. Транспортировка сигнала модуляции интенсивности с двумя боковыми полосами и несущей (172)
   4.2. Транспортировка однополосного сигнала модуляции интенсивности (172)
   4.3. Транспортировка сигнала модуляции интенсивности с двумя боковыми полосами и подавленной несущей (173)
5. Заключение (173)

Литература (174)

1. ВВЕДЕНИЕ

Аналоговые волоконно-оптические системы передачи информации остаются востребованными для разнообразных применений. Среди них, например, бортовые волоконно-оптические сети, антенные системы, удаленные от пунктов управления и обработки информации, системы распределения сигналов для бортовых РЛС и наземных РЛС с

фазированными антенными решетками, системы передачи радиосигналов по оптоволокну, локальные сети кабельного телевидения, системы обслуживания удаленных антенн сотовой связи и многие другие.

Стандартная волоконно-оптическая линия связи (ВОЛС) включает передатчик, который преобразует входной электрический сигнал в сигнал модуляции интенсивности света, транспортировку полученного оптического сигнала через оптическое волокно и, наконец, детектирование оптического сигнала на приемном конце оптоволокна с помощью фотодиода. Существует две основных схемы получения сигнала модуляции интенсивности света, которые конкурируют друг с другом в отношении простоты и эффективности. Первая схема использует прямую модуляцию интенсивности, которая производится варьированием тока накачки полупроводникового лазера. К сожалению, такое варьирование приводит не только к модуляции интенсивности, но и вызывает паразитную модуляцию частоты лазерного излучения – эффект, который называется частотным чирпом.

Вторая схема была предложена как вариант решения проблемы чирпа. В этой схеме применяется внешняя модуляция интенсивности света лазера с помощью балансного электрооптического модулятора Маха-Цендера, который производит оптические сигналы модуляции без частотного чирпа. Выяснилось, однако, что ВОЛС с использованием такого модулятора подвержены значительной деградации передаточной характеристики. При определенных частотах модуляции передача оптических сигналов оказывается полностью подавленной. Такое поведение типично для ВОЛС с полупроводниковым лазером на длине волны 1500 нм и стандартным одномодовым оптическим волокном. Оно обусловлено хроматической дисперсией групповой скорости электромагнитных волн в волокне.

При транспортировке оптического сигнала по волокну различные спектральные компоненты модулированной электромагнитной волны движутся, вследствие дисперсии, с разной скоростью. Поэтому на выходе из волокна они складываются в иных, по сравнению с входным сигналом, фазовых соотношениях. Это приводит к искажению передаваемого сигнала. Детектируемый сигнал интенсивности света на частоте модуляции формируется, в первом приближении, как результат интерференции двух волн, возникающих при биении боковых спектральных компонент первого и минус первого порядка с несущей электромагнитной волной. Из-за дисперсии, указанные волны биений приобретают на выходе из волокна неодинаковые фазовые сдвиги, величина которых зависит от частоты модуляции. В частности, при определенных частотах модуляции эти волны оказываются в противофазе, что и приводит к подавлению выходного сигнала. Такой формат модуляции называется амплитудной модуляцией с двумя боковыми полосами и несущей (DSB+C: double-sideband-with-carrier modulation).

Для преодоления дисперсионной деградации мощности используется специальный формат модуляции, обеспечивающий генерирование однополосного оптического сигнала, содержащего только одну из двух боковых спектральных компонент вблизи частоты несущей (SSB+C: single-sideband-with-carrier modulation). В отсутствие второй боковой компоненты имеющейся единственной электромагнитной волне биений просто не с чем интерферировать.

Другая возможность это использование формата модуляции с двумя боковыми спектральными полосами и подавленной несущей (DSB+SC: double-sideband-with-suppressed-carrier modulation). В этом случае нет двух волн биений боковых спектральных полос с несущей электромагнитной волной, ввиду отсутствия последней. Соответственно, в оптоволокне формируется одна волна биений между верхней и нижней боковыми полосами. Частота этой волны равна удвоенной частоте модуляции. Из-за отсутствия парной волны деструктивная интерференция, ответственная за дисперсионную деградацию мощности сигнала, оказывается невозможной.

Различные методы генерирования указанных оптических сигналов неоднократно обсуждались в литературе. Так, для получения

SSB+C сигналов в работах [1-3] использовались частотные фильтры, устраняющие одну из двух боковых спектральных полос. В некоторых схемах применялись специальные режимы внешней модуляции лазерного излучения с помощью двухэлектродного электрооптического модулятора Маха-Цендера [4, 5] или с помощью модулятора электропоглощения [6-8]. В других, использовалась прямая модуляция полупроводникового лазера в режиме синхронизации мод [9-12].

Методы подавления несущей электромагнитной волны и формирование DSB+SC сигналов на удвоенной частоте модуляции рассматривались в [13-17], а развитие этих методов с целью достижения генерации на 4-кратной частоте модуляции представлено в [18-21], на 6-кратной в [22], 8-кратной в [23], 12-кратной в [24-26] и 16-кратной в [27].

Эволюция методов генерирования однополосных оптических сигналов привела к появлению формата модуляции с одной боковой спектральной полосой и подавленной несущей (SSB+SC: single-sideband-with-suppressed-carrier modulation) [28-31]. Основными достоинствами этого формата является улучшенная спектральная и энергетическая эффективность передачи информации, устойчивость к дисперсионным искажениям сигнала. К недостаткам можно отнести значительное усложнение процессов генерации и детектирования сигнала. Для демодуляции SSB+SC сигнала на приемном конце ВОЛС требуется генерирование дополнительной копии несущей электромагнитной волны, так как исходная несущая, в соответствии с названием формата, не передается по оптоволокну. Фотоприемник регистрирует результат биений этой локальной несущей и пришедшей по оптоволокну боковой спектральной компоненты сигнала.

Наиболее простым и эффективным способом генерирования оптических сигналов, свободных от дисперсионной деградации мощности, является использование двухэлектродного электрооптического модулятора Маха-Цендера [4, 5]. Исследование режимов работы такого модулятора в составе ВОЛС выполнялось многими авторами. В некоторых расчетах [32] использовалось приближение малых амплитуд модуляции, с включением в рассмотрение только нескольких основных спектральных составляющих оптического сигнала. Более общий анализ с учетом полного спектрального набора был выполнен в [33]. Однако, результаты этого анализа представлены в форме бесконечных рядов. Этот недостаток преодолен в работе [34], где выполнено суммирование таких рядов и получены более компактные выражения (обобщение на модулятор с несимметричными плечами интерферометра представлено в [35]). Тем не менее, полученные формулы все еще труднообозримы и сложны для инженерного восприятия. Согласование этих формул с более простыми выражениями, полученными в приближении малого сигнала модуляции, вызывает затруднения, так как расчеты для четных и нечетных спектральных компонент выполнены отдельно.

В данной работе будут получены самые общие аналитические выражения для оптических сигналов на выходе из модулятора и на приемном конце волоконно-оптической линии связи. Несмотря на то, что учитывается вклад всех спектральных компонент сигнала, итоговые формулы оказываются достаточно компактными и позволяют легко осуществить переход к приближенным выражениям при малой глубине модуляции. На основании выполненных расчетов будет определено семейство новых форматов однополосной модуляции. В рамках линейного приближения, будут получены простые выражения для SSB+C и DSB+SC оптических сигналов и наглядно продемонстрирована передача таких сигналов без дисперсионной деградации их мощности.

2. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР МАХА-ЦЕНДЕРА

2.1. Электрооптический эффект

Электрооптические модуляторы повсеместно используются в современных системах оптической связи. В основе работы таких модуляторов лежит электрооптический эффект Поккельса. В широком смысле, электрооптический эффект [36] состоит в изменении оптических свойств некоторых

материалов под действием постоянного или медленно меняющегося (по сравнению с частотой света) электрического поля. В частности, в ряде материалов он проявляется в изменении показателя преломления n под действием электрического поля с напряженностью $\hat{E}$. Для классификации электрооптического эффекта разложим функцию $n(\hat{E})$ в степенной ряд

$$n = n_0 + a_1\hat{E} + (a_2/2)\hat{E}^2 + ..., \quad (1)$$

где $a_n = (d^n n / d\hat{E}^n)_{\hat{E}=0}$. Если третьим слагаемым этого ряда можно пренебречь, то n оказывается линейной функцией напряженности электрического поля $\hat{E}$ (эффект Поккельса). Линейный электрооптический эффект наблюдается в кристаллах, не обладающих центром симметрии решетки, таких как KDP – дигидрофосфат калия KH_2PO_4, титанат бария $BaTiO_3$, ниобат лития $LiNbO_3$, танталат лития $LiTaO_3$, а также в $A^{III}B^{V}$ полупроводниках, таких как GaAs, InP и др. Для изготовления модуляторов Маха-Цендера чаще всего используются ниобат лития, арсенид галлия и фосфид индия. В кристаллах с центром симметрии (а также в твердотельных аморфных материалах, газах и жидкостях) коэффициент $a_1 = 0$ и на первый план в (1) выходит зависимость от $\hat{E}^2$ (эффект Керра).

В кристаллооптике, вместо (1), принято рассматривать ряд

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + r\hat{E} + \xi\hat{E}^2 + ..., \quad (2)$$

где электрооптические коэффициенты $r = -2a_1/n_0^3$ и $\xi = -a_2/n_0^3$ называются коэффициентами Поккельса и Керра, соответственно. Типичные величины коэффициентов Поккельса r лежат в диапазоне $10^{-12}\div10^{-10}$ м/В, а типичные значения коэффициентов Керра ξ составляют $10^{-18} \div 10^{-14}$ м^2/В^2 в твердотельных материалах и $10^{-22} \div 10^{-19}$ м^2/В^2 в жидкостях.

Наиболее популярным и широко распространенным материалом, проявляющим линейный электрооптический эффект, является ниобат лития [37]. Ниобат лития это оптически прозрачный в области длин волн 400-5000 нм одноосный кристалл. Эту его кристаллографическую ось обычно обозначают буквой Z. Кристалл ниобата лития подвержен явлению анизотропии – его коэффициент Поккельса зависит от направления вектора напряженности внешнего электрического поля, от направления распространения и поляризации световой волны. Наиболее сильно эффект Поккельса в ниобате лития проявляется, когда внешнее электрическое поле направлено по оси Z кристалла (коэффициент Поккельса равен 30 пм/В), а электромагнитная волна распространяется вдоль кристаллографической оси Y и поляризована в плоскости ZY. Для изготовления модуляторов Маха-Цендера используются монокристаллические пластины ниобата лития, вырезанные перпендикулярно одной из кристаллографических осей. Наибольшее распространение получили два вида модуляторов: с пластинами Z-среза и пластинами X-среза.

Особое место среди электрооптических материалов занимают органические полимеры [38], которые обладают рядом преимуществ перед неорганическими кристаллами. Полимеры отличаются химическим разнообразием, сравнительной простотой синтеза, технологичностью обработки, а также большими значениями электрооптических коэффициентов. Если в неорганических кристаллах коэффициент Поккельса варьируется в диапазоне 1÷100 пм/В, то для органических полимеров он достигает значений 100÷500 пм/В.

Электрооптические свойства полимеров обусловлены хромофорами – особыми органическими молекулами, обладающими электрическим дипольным моментом. Хромофоры могут вводиться в полимерную матрицу либо как примеси, либо составлять часть боковой или основной цепи полимерного материала. Для того, чтобы полимер стал нецентросимметричным и способным проявлять электрооптический эффект Поккельса, его подвергают так называемому полингу. В ходе этого процесса полимер нагревают до высокой температуры, при которой появляется локальная подвижность хромофоров и участков цепи полимера. Затем полимер помещают в сильное электрическое поле. В этом поле

происходит ориентирование дипольных моментов хромофоров по направлению вектора электрической напряженности. Далее, не выключая электрического поля, полимер охлаждают и, тем самым, получают материал с «замороженной» макроскопической поляризацией. Для применения в электрооптических устройствах используются полимерные материалы с длительным сохранением ориентации хромофорных диполей в полимерной матрице.

Электрооптический эффект практически безынерционен. В неорганических кристаллах быстродействие эффекта Поккельса составляет $10^{-10} \div 10^{-11}$ с, а в полимерных материалах $10^{-12} \div 10^{-13}$ с. Таким образом, верхний предел частоты модуляции показателя преломления может достигать сотен гигагерц для неорганических кристаллов, а для электрооптических полимеров он попадает в терагерцовый диапазон частот.

В волоконно-оптических системах передачи информации наибольшее распространение получили электрооптические модуляторы по схеме интерферометра Маха–Цендера [39-41]. В основе работы таких модуляторов лежит поперечный эффект Поккельса (внешнее электрическое поле перпендикулярно направлению распространения света), а в качестве материала обычно используется ниобат лития.

2.2. Принцип работы электрооптического модулятора Маха-Цендера

Принципиальная схема модулятора Маха-Цендера показана на **рис. 1.** Модулятор включает в себя подложку из монокристалла ниобата лития и сформированную на ней путем термодиффузии титана систему канальных оптических волноводов с одним входом и одним выходом. Входной оптический канал расщепляется на два независимых

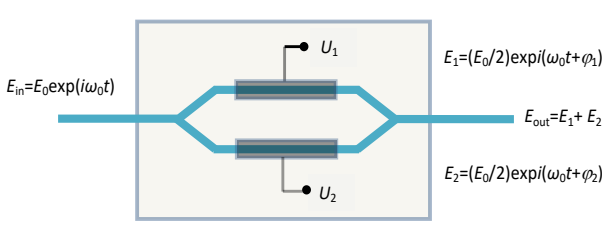

Рис. 1. *Принципиальная схема электрооптического модулятора Маха-Цендера.*

волновода, создавая пространственное разделение входного лазерного излучения на два пучка света, которые затем сводятся вместе в выходном оптическом канале. На подложке устанавливаются управляющие электроды. Электрическое напряжение, подаваемое на электроды, создаёт электрическое поле, проникающие в сечение каждого волновода. Это поле изменяет оптическую длину пути волноводов. Управляющие напряжения U_1 и U_2 определяют фазовые сдвиги φ_1 и φ_2, приобретаемые световыми волнами при прохождении своего собственного канального волновода.

Входная электромагнитная волна с частотой ω_0 и амплитудой E_0 разделяется в модуляторе с симметричной геометрией волноводов на две волны с равными амплитудами $E_0/2$. На выходе из модулятора получаем

$$E_{out} = (E_0/2)\exp i(\omega_0 t + \varphi_1) + \\ +(E_0/2)\exp i(\omega_0 t + \varphi_2) = \\ = E_0 \exp(i\omega_0 t)\cos[(\varphi_1 - \varphi_2)/2]\exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)/2]. \quad (3)$$

Поскольку интенсивность P_{out} световой волны пропорциональна $|E_{out}|^2$, то

$$P_{out} = P_0 \cos^2[(\varphi_1 - \varphi_2)/2]. \quad (4)$$

Варьирование управляющих напряжений U_1 и U_2 приводит к модуляции интенсивности света на выходе из модулятора, а соответствующая электромагнитная волна (3) обычно оказывается модулированной не только по амплитуде, но и по фазе. Таким образом, оптический сигнал на выходе из модулятора подвержен частотному чирпу. В частном случае, когда $\varphi_1 = -\varphi_2$, фазовая модуляция электромагнитной световой волны отсутствует и модулятор работает в режиме амплитудной модуляции без частотного чирпа. Если же $\varphi_1 = \varphi_2$, то амплитудной модуляции нет, и модулятор работает в режиме фазовой модуляции.

Режим амплитудной модуляции без частотного чирпа может быть достигнут при противофазном изменение векторов напряженности управляющих электрических полей в канальных волноводах. Это может быть обеспечено особым расположением электродов с использованием одного общего для обоих волноводов управляющего электрода. Такой модулятор называется одноэлектродным или

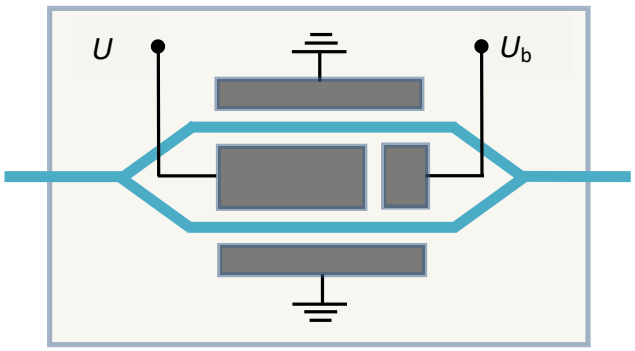

Рис. 2. *Принципиальная схема балансного модулятора Маха-Цендера.*

балансным модулятором Маха-Цендера (single-drive or balanced Mach-Zehnder modulator).

2.3. Балансный модулятор Маха – Цендера

Принципиальная схема балансного модулятора показана на **рис. 2**, а его поперечное сечение – на **рис. 3**. Такой модулятор автоматически обеспечивает противофазное изменение векторов напряженности управляющих электрических полей в канальных волноводах. Вследствие линейности эффекта Поккельса знаки изменения показателя преломления в канальных волноводах будут противоположны друг другу. Для того, чтобы напряженность управляющего электрического поля была направлена вдоль оси Z (направления наиболее сильного проявления эффекта Поккельса), в качестве подложки используются кристаллы ниобата лития X-среза.

С помощью (1) связь между управляющим напряжением U и фазами φ_1 и φ_2 может быть записана в виде

$$\varphi_1 = \frac{2\pi l}{\lambda_0} n_0 + \frac{2\pi l}{\lambda_0} a_1 \alpha U, \quad (5)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi l}{\lambda_0} n_0 - \frac{2\pi l}{\lambda_0} a_1 \alpha U, \quad (6)$$

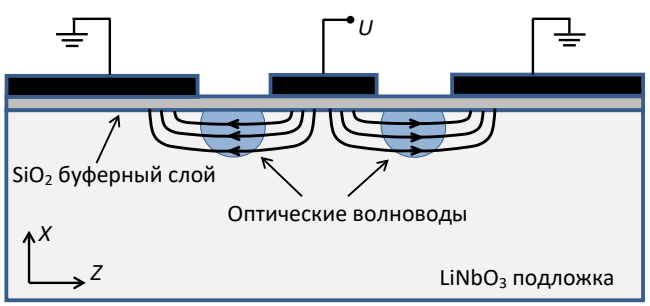

Рис. 3. *Поперечное сечение балансного модулятора Маха-Цендера.*

где λ_0 – длина волны света, l – длина канальных волноводов модулятора. При этом предполагается, что напряженности управляющих электрических полей в сечении волноводов пропорциональны приложенному напряжению U, а коэффициент пропорциональности α одинаков для каждого канала и зависит только от геометрии расположения электродов. Такое предположение оправдано только при симметричном расположении электродов модулятора относительно канальных волноводов. Знак минус в соотношении (6) обусловлен тем, что вектора напряженности электрических полей в волноводах направлены в противоположные стороны (см. рис. 3). Вследствие линейности эффекта Поккельса, при изменении направления управляющего электрического поля на противоположное, будет меняться на противоположный и знак изменения показателя преломления.

Для количественной характеристики эффекта Поккельса используется такое напряжение $U = U_\pi$, при котором разность фаз (5) и (6) будет равна π. При таком напряжении электромагнитные волны на выходе интерферометра гасят друг друга и интенсивность света оказывается равной нулю. Напряжение U_π является специфическим для каждого устройства и называется полуволновым напряжением (half-wave voltage) модулятора или напряжением выключения (switch off voltage). С использованием этого параметра электромагнитная волна (3) принимает вид

$$E = E_0 \exp i(\omega_0 t + \varphi_0) \cos \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi}, \quad (7)$$

а интенсивность света (4) на выходе из модулятора может быть записана как (мы пренебрегаем вносимыми потерями)

$$P_{\text{out}} = P_0 \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi}. \quad (8)$$

График функции относительной интенсивности P_{out}/P_0 от нормированного напряжения U/U_π показан на **рис. 4**. Он называется передаточной функцией модулятора. Из рисунка видно, что небольшие модуляции напряжения вблизи рабочих точек $U = \pm U_\pi/2$

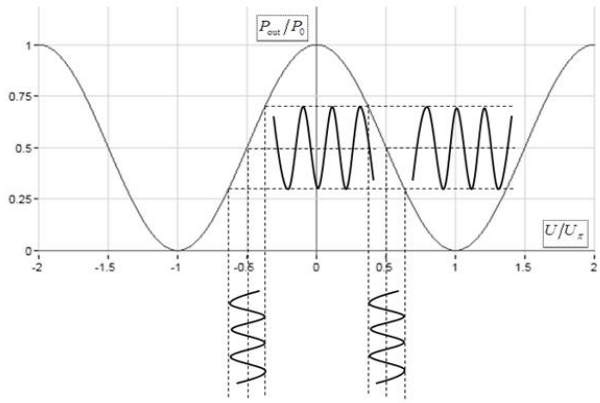

Рис. 4. *График функции относительной интенсивности света на выходе из модулятора P_{out}/P_0 от нормированного управляющего напряжения U/U_π. Передаточная характеристика модулятора.*

должны приводить к линейной модуляции интенсивности света. Выбор рабочей точки модулятора достигается с помощью постоянного напряжения смещения U_b (bias voltage), которое вносит дополнительный контролируемый сдвиг фаз между световыми волнами в плечах интерферометра. Для обеспечения смещения обычно используется отдельная система электродов (см. рис. 2).

Одним из основных требований к режиму работы модулятора Маха-Цендера является минимум вносимых нелинейных искажений. Это необходимо для использования в ВОЛС с высокой чувствительностью и большим динамическим диапазоном. В общем случае преобразование электрического сигнала в оптический с помощью модулятора Маха-Цендера оказывается нелинейным. Действительно, пусть полное управляющее напряжение U (с учетом напряжения смещения) модулировано по гармоническому закону

$$U / U_\pi = u_b + u_0 \cos(\omega_m t + \varphi_m) \quad (9)$$

с нормированным напряжением смещения u_b, нормированной амплитудой модуляции u_0, частотой модуляции ω_m и начальной фазой φ_m. Тогда, электромагнитная волна (7) на выходе из модулятора может быть представлена в виде спектральной суммы

$$E = E_0 e^{i(\omega_0 t+\varphi_0)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{in(\omega_m t+\varphi_m)} \quad (10)$$

с коэффициентами

$$C_n = \cos\left(\frac{\pi u_b}{2} + n\frac{\pi}{2}\right) J_n(\pi u_0 / 2). \quad (11)$$

Спектральное представление сигнала модуляции интенсивности света (8) на выходе из модулятора

$$P_{out} = (P_0/2)\left[1 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \cos\left(\pi u_b + n\frac{\pi}{2}\right) J_n(\pi u_0) e^{in(\omega_m t+\varphi_m)}\right] \quad (12)$$

показывает наличие гармоник не только на основной частоте ω_m но также и на всех кратных частотах. Здесь J_n это функция Бесселя первого рода порядка n.

Степень нелинейности можно уменьшить посредством выбора рабочей точки модулятора. Действительно, при нормированных напряжениях смещения $u_b = m + 1/2$, где $m = 0, \pm1, \pm2, \pm3,...$ (так называемые квадратурные рабочие точки) все четные гармоники в (12) пропадают и в выходном оптическом сигнале присутствуют только основная гармоника на частоте модуляции ω_m и все высшие нечетные гармоники этой частоты. Мощности этих гармоник при нормированной амплитуде модуляции, например, $u_0 = 1/2$ (что соответствует 100% модуляции при напряжении смещения $u_b = \pm1/2$) пропорциональны $J_1(\pi/2) = 0.567$, $J_3(\pi/2) = 6.894\times10^{-2}$ и $J_5(\pi/2) = 2.240\times10^{-3}$, так что интенсивность третьей гармоники составляет –9.15 дБ от интенсивности основной гармоники, а пятой гармоники –24.03 дБ. При более слабой модуляции, когда $u_0 = 1/4$, получаем $J_1(\pi/4) = 0.363$, $J_3(\pi/4) = 9.696\times10^{-3}$, $J_5(\pi/4) = 7.566\times10^{-5}$ и, соответственно, интенсивность третьей гармоники теперь составляет –15.73 дБ, а пятой гармоники лишь –36.8 дБ. Видно таким образом, что при $\pi u_0 < 1$ можно ограничится в (12) только основной гармоникой. В этом приближении интенсивность света на выходе из модулятора сводится к

$$P_{out} = P_0\left[1/2 + (-1)^{m+1} J_1(\pi u_0)\cos(\omega_m t + \varphi_m)\right], \quad (13)$$

причем при четных m сигнал модуляции интенсивности света находится в противофазе с электрическим сигналом модуляции напряжения (9), а при нечетных m эти сигналы оказываются синфазными. Принимая для определенности $u_b = \pm1/2$, что дает минимальную (по модулю)

величину напряжения смещения, получаем

$$P_{\text{out}} = (P_0/2)\left[1 \mp \pi u_0 \cos(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}})\right], \qquad (14)$$

где учтено, что в области $\pi u_0 < 1$, можно принять $J_1(\pi u_0) \approx \pi u_0/2$. Таким образом, выбор квадратурных рабочих точек балансного модулятора Маха-Цендера обеспечивает режим амплитудной модуляции без частотного чирпа с минимальными нелинейными искажениями сигнала модуляции интенсивности света.

2.4. Модулятор Маха–Цендера с двумя управляющими электродами

Модулятор Маха-Цендера может быть выполнен конструктивно так, чтобы иметь два отдельных сигнальных электрода и управлять электрическими полями в плечах интерферометра независимо друг от друга. Принципиальная схема такого модулятора показана на **рис. 5**, а его поперечное сечение – на **рис. 6**. Он называется модулятором с двумя управляющими электродами (dual-drive Mach-Zehnder modulator). Здесь для достижения максимального электрооптического эффекта в качестве подложки используются кристаллы ниобата лития *Z*-среза.

Следует отметить, что между электродами и поверхностью подложки нанесён буферный слой диэлектрика, показанный на рис. 3, 6. В случае модулятора *Z*-среза наличие данного слоя обязательно, так как электромагнитное поле оптической волны, как правило, выходит за пределы канального волновода и в отсутствие слоя диэлектрика между поверхностью кристалла и металлом появится сильное затухание оптического излучения вследствие больших потерь в металлических электродах.

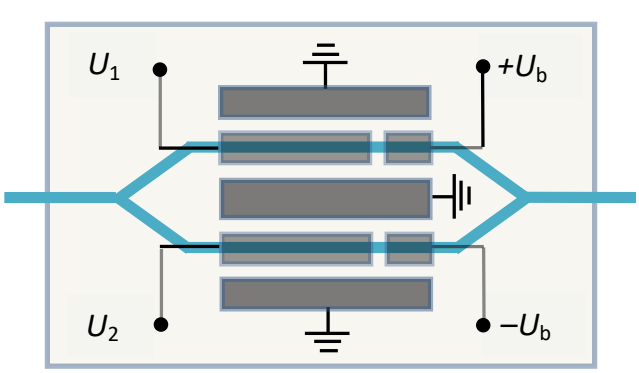

Рис. 5. *Принципиальная схема модулятора Маха-Цендера с двумя управляющими электродами.*

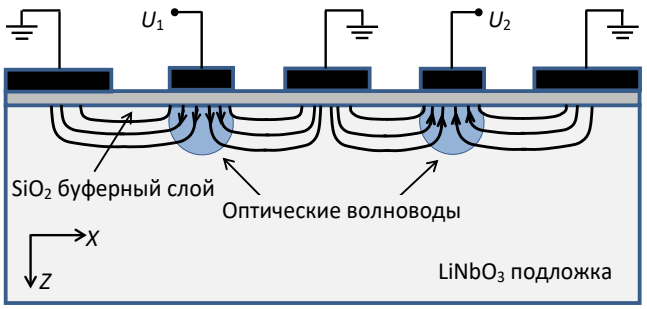

Рис. 6. *Поперечное сечение модулятора Маха-Цендера с двумя управляющими электродами.*

В случае модулятора *X*-среза буферный слой используется для лучшего согласования скорости бегущей СВЧ волны модулирующего напряжения со скоростью света в канальном волноводе. Такое согласование скоростей играет ключевую роль в увеличении быстродействия прибора.

Несмотря на присущую ниобату лития большую скорость модуляции показателя преломления, составляющую около 100 ГГЦ, диапазон рабочих частот модуляторов Маха-Цендера оказывается значительно меньше из-за ряда физических ограничений. Для понимания этих ограничений отметим, что типичные величины изменения показателя преломления, вызванные управляющим электрическим полем, намного меньше самого показателя преломления. Поэтому, для достижения эффективной модуляции нужно либо увеличивать управляющее напряжение, либо увеличивать длину взаимодействия электрического и оптического полей в канальных волноводах. Большие электрические напряжения нежелательны, так как они приводят к росту нелинейных искажений оптического сигнала. Увеличение длины взаимодействия достигается при использовании электродов бегущей волны, в которых электрический сигнал распространяется в одном направлении с оптической волной. При этом необходимо, чтобы скорости света и модулирующей электрической волны совпадали. Именно рассогласование фазовых скоростей оптических и СВЧ волн определяет практический предел ширины полосы модуляции. Уменьшение рассогласования достигается путем снижения эффективной диэлектрической проницаемости с помощью буферного диэлектрического

слоя между электродами и подложкой, что приводит к увеличению фазовой скорости СВЧ волн. Кроме того, оптимизация конструкции электродов модулятора, направленная на уменьшение затухания СВЧ волн, также способствует увеличению эффективной длины взаимодействия. В результате, у современных модуляторов на основе кристаллов ниобата лития ширина полосы модуляции по уровню –3дБ составляет от 30 до 50 ГГц. У модуляторов на основе полимеров, с присущим им на порядок большим быстродействием эффекта Поккельса, ширина полосы достигает 100 ГГц и больше.

Модулятор с двумя управляющими электродами обеспечивает большое разнообразие форматов модуляции. В частности, он может работать в режиме балансного модулятора, если на сигнальные электроды подавать одинаковое, но противофазное напряжение.

3. ФОРМАТЫ МОДУЛЯЦИИ ДВУХЭЛЕКТРОДНОГО МОДУЛЯТОРА

Рассмотрим подробнее работу модулятора Маха-Цендера с двумя управляющими электродами. Пусть на сигнальные электроды подаются модулирующие напряжения $U_1 = U_0\cos(\omega_m t + \varphi_{m1})$ и $U_2 = U_0\cos(\omega_m t + \varphi_{m2})$ с одинаковыми частотами ω_m, одинаковыми амплитудами U_0, но с разными начальными фазами φ_{m1} и φ_{m2}. Выбор рабочей точки осуществляется посредством приложения к электродам смещения одинакового по величине постоянного напряжения U_b с противоположной полярностью (рис. 5). Такое напряжение производит равные по модулю, но противоположные по знаку сдвиги фаз световых волн в плечах интерферометра. При $U_b = U_\pi$ модулятор не пропускает свет, так как соответствующие электромагнитные волны оказываются в противофазе и на выходе из модулятора гасят друг друга. В результате, фазы электромагнитных волн в плечах интерферометра записываются как

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \pi U_b/2U_\pi + \pi U_1/2U_\pi, \quad (15)$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 - \pi U_b/2U_\pi + \pi U_2/2U_\pi, \quad (16)$$

а электромагнитная световая волна на выходе из модулятора имеет вид

$$E = E_0 \exp i(\omega_0 t + \varphi_0)\cos\frac{\pi}{2}\left(\frac{U_b}{U_\pi} + \frac{U_1 - U_2}{2U_\pi}\right)\exp\frac{i\pi}{4}\frac{U_1 + U_2}{U_\pi}. \quad (17)$$

Спектральное представление волны (17) можно записать в виде суммы

$$E = E_0\, e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{in\left(\omega_m t + \frac{\varphi_{m1} + \varphi_{m2}}{2}\right)} \quad (18)$$

с коэффициентами

$$C_n = i^n J_n(\pi u_0/2)\cos\left(\frac{\pi u_b}{2} + n\frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{2}\right), \quad (19)$$

где снова введены нормированные переменные $u_b = U_b/U_\pi$ и $u_0 = U_0/U_\pi$. Соответственно, спектральное представление сигнала модуляции интенсивности света на выходе из модулятора имеет вид

$$P_{out} = \frac{P_0}{2}\left[1 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n\left(\pi u_0 \sin\frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{2}\right)\times \right.$$
$$\left. \times\cos\left(\pi u_b + n\frac{\pi}{2}\right)e^{in\left(\omega_m t + \frac{\varphi_{m1} + \varphi_{m2}}{2}\right)}\right]. \quad (20)$$

При противофазном варьировании сигнальных напряжений, когда $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = \pm\pi$, двухэлектродный модулятор переходит в режим работы балансного модулятора, а формулы (18) ÷ (20), как это и должно быть, переходят в (10) ÷ (12).

Рассмотрим форматы модуляции, наиболее часто используемые в аналоговых системах передачи информации.

3.1. Формат амплитудной модуляции с двумя боковыми полосами и несущей (DSB+C: double-sideband-with-carrier modulation)

Параметры формата: $\varphi_{m1} = \varphi_m$, $|\varphi_{m1} - \varphi_{m2}| = \pi$, $u_b = \pm 1/2$, $\pi u_0 < 1$. Двухэлектродный модулятор работает в режиме балансного модулятора. В качестве рабочих используются квадратурные точки передаточной характеристики. Сигнал модуляции интенсивности (20) содержит только нечетные гармоники. При малых глубинах модуляции оптический сигнал описывается функцией

$$P = (P_0/2)[1 \mp \pi u_0 \cos(\omega_m t + \varphi_m)], \quad (21)$$

а соответствующая электромагнитная волна (17) не подвержена частотному чирпу, имеет спектральный состав (19) и содержит три

основных спектральных компоненты: несущую с амплитудой $C_0 = 1/\sqrt{2}$ и две боковых с амплитудами $C_1 = C_{-1} = i(\pi u_0/4)C_0$ при $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = +\pi$, $u_b = -1/2$ или при $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = -\pi$, $u_b = +1/2$; с амплитудами $C_1 = C_{-1} = -i(\pi u_0/4)C_0$ при $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = +\pi$, $u_b = +1/2$ или при $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = -\pi$, $u_b = -1/2$. Как это и должно быть, выражение (21) совпадает с (14).

3.2. Формат амплитудной модуляции с одной боковой полосой и несущей (SSB+C: single-sideband-with-carrier modulation)

Из (19) легко видеть, что условие того, что в спектре электромагнитной волны пропадает, например, гармоника с $n = -1$ выглядит как

$$u_b - \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{\pi} = (2p+1), \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (22)$$

Принимая во внимание, что интервал напряжения смещения $-1 \le u_b \le 1$ исчерпывает все разновидности рабочих точек модулятора, а интервал $-1 \le (\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi \le 1$ даёт все возможные разности фаз модулирующих напряжений, получаем, вместо (22), условие

$$\left| u_b - \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{\pi} \right| = 1. \qquad (23)$$

Аналогично, условие того, что пропадает гармоника с $n = +1$, определяется равенством

$$\left| u_b + \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{\pi} \right| = 1. \qquad (24)$$

Важно отметить, что при $u_b = 0$ и выполнении указанных выше условий, вместе с гармониками –1 и +1 пропадают и вообще все нечетные гармоники. При $u_b = \pm 1$ и выполнении условия (23) или (24) должно быть $\varphi_{m1} - \varphi_{m2} = 0$ и модулирование интенсивности света не происходит. Эти крайние случаи надо исключить из рассмотрения.

Таблица

Примеры форматов однополосной модуляции

Номер гармоники с амплитудой равной нулю n	Нормированное напряжение смещения $u_b = U_b/U_\pi$	Нормированная разница фаз модулирующих напряжений $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi$
-1	-1/2	+1/2
	+1/2	-1/2
	-1/3	+2/3
	+1/3	-2/3
	-2/3	+1/3
	+2/3	-1/3
+1	-1/2	-1/2
	+1/2	+1/2
	-1/3	-2/3
	+1/3	+2/3
	-2/3	-1/3
	+2/3	+1/3

В **Таблице** представлены примеры однополосных форматов модуляции, полученных с помощью требований (23), (24). Некоторые из них хорошо известны. Так, формат $u_b = \pm 1/2$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = \pm 1/2$ исторически был первым предложенным однополосным оптическим форматом модуляции [4, 5]. Другой формат $u_b = \pm 1/3$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = \pm 2/3$ был предложен относительно недавно [42].

Не все форматы, включенные в семейство (23), (24) являются равноценными. Из (20), например, видно, что выбор квадратурных рабочих точек $u_b = \pm 1/2$, расположенных на линейном участке передаточной функции модулятора, приводит к подавлению всех четных гармоник сигнала модуляции интенсивности. Тем самым, нелинейные искажения сигналов на выходе из модулятора оказываются минимальными. Другим интересным примером [42] служит формат $u_b = -1/3$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = +2/3$, или $u_b = +1/3$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = -2/3$, при котором в электромагнитной волне пропадает не только гармоника $n = -1$, но также и $n = +2$. А при выборе следующих параметров модуляции $u_b = -1/3$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = -2/3$, или $u_b = +1/3$, $(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})/\pi = +2/3$ пропадают одновременно гармоники $n = +1$ и $n = -2$. Видно, что в этом случае модуляция становится «однополосной» не только по основной, но и по второй гармонике. В результате, следует ожидать уменьшения нелинейных искажений сигнала при его транспортировке по дисперсионному оптоволокну.

В качестве иллюстрации рассмотрим подробнее несколько примеров. Пусть выбран формат модуляции с параметрами $\varphi_{m1} = \varphi_m$, $\varphi_{m2} = \varphi_m \pm \pi/2$, $u_b = \pm 1/2$, $\pi u_0 < 1$. Сделаем расчет отдельно для двух случаев.

1) Если $\varphi_{m1} = \varphi_m$, $\varphi_{m2} = \varphi_m + \pi/2$, $u_b = \pm 1/2$, то в линейном приближении оптический сигнал модуляции интенсивности описывается функцией

$$P_{\text{out}} = \frac{P_0}{2}\left[1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}} - \frac{\pi}{4}\right)\right], \qquad (25)$$

а соответствующая электромагнитная волна (18) имеет спектральный состав (19), который содержит следующие основные спектральные компоненты: несущую с амплитудой $C_0 = 1/\sqrt{2}$ и боковые полосы с амплитудами $C_1 = 0$, $C_{-1} = -i(\pi u_0/4)C_0$ при $u_{\text{b}} = -1/2$ или $C_1 = i(\pi u_0/4)C_0$, $C_{-1} = 0$ при $u_{\text{b}} = +1/2$.

2) Если $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} - \pi/2$, $u_{\text{b}} = \pm 1/2$, то оптический сигнал модуляции интенсивности имеет вид

$$P_{\text{out}} = \frac{P_0}{2}\left[1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}} + \frac{\pi}{4}\right)\right], \qquad (26)$$

а соответствующая электромагнитная волна (18) содержит следующие основные спектральные компоненты: несущую с амплитудой $C_0 = 1/\sqrt{2}$ и боковые полосы с амплитудами $C_1 = i(\pi u_0/4)C_0$, $C_{-1} = 0$ при $u_{\text{b}} = -1/2$; или $C_1 = 0$, $C_{-1} = -i(\pi u_0/4)C_0$, при $u_{\text{b}} = +1/2$.

Пусть теперь выбран формат модуляции $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} \pm 2\pi/3$, $u_{\text{b}} = \pm 1/3$, $\pi u_0 < 1$. Рассмотрим отдельно два случая.

1) Если $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} + 2\pi/3$, $u_{\text{b}} = \pm 1/3$, то сигнал модуляции интенсивности принимает форму

$$P_{\text{out}} = \frac{3P_0}{4}\left[1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}} - \frac{\pi}{6}\right)\right], \qquad (27)$$

2) Если $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} - 2\pi/3$, $u_{\text{b}} = \pm 1/3$, то сигнал модуляции интенсивности выглядит как

$$P_{\text{out}} = \frac{3P_0}{4}\left[1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}} + \frac{\pi}{6}\right)\right], \qquad (28)$$

3.3. Формат амплитудной модуляции с двумя боковыми полосами и подавленной несущей (DSB+SC: double-sideband - with-suppressed-carrier modulation)

Если в качестве рабочих используются точки минимума передаточной функции модулятора, например, точки с $u_{\text{b}} = \pm 1$, то, согласно (19), амплитуда несущей C_0 оказывается равной нулю. При различных фазах управляющих напряжений модулятора получаем семейство форматов амплитудной модуляции с подавленной несущей. Оптический сигнал модуляции интенсивности (20) принимает вид

$$P_{\text{out}} = \frac{P_0}{2}\left[1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n\left(\pi u_0 \sin\frac{\varphi_{\text{m1}} - \varphi_{\text{m2}}}{2}\right) \times \right.$$
$$\left. \times \cos\left(n\frac{\pi}{2}\right) e^{in\left(\omega_{\text{m}} t + \frac{\varphi_{\text{m1}} + \varphi_{\text{m2}}}{2}\right)}\right] \qquad (29)$$

и содержит только четные гармоники. В частности, при малой глубине модуляции, $\pi u_0 < 1$, получаем

$$P_{\text{out}} = \frac{P_0}{2}\left(\frac{\pi u_0}{2}\right)^2 \sin^2\frac{\varphi_{\text{m1}} - \varphi_{\text{m2}}}{2} \times$$
$$\times\left[1 - \cos 2\left(\omega_{\text{m}} t + \frac{\varphi_{\text{m1}} + \varphi_{\text{m2}}}{2}\right)\right], \qquad (30)$$

где использованы следующие приближенные соотношения $J_0(z) \approx 1 - (z/2)^2$, $J_2(z) \approx (1/2)(z/2)^2$. Видно, что на выходе из модулятора формируется оптический сигнал на удвоенной частоте модуляции.

В качестве примера рассмотрим формат модуляции $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} \pm \pi$, $u_{\text{b}} = \pm 1$. В этом случае двухэлектродный модулятор работает в режиме балансного, а спектр соответствующей электромагнитной волны (18) содержит только нечетные гармоники. Основные компоненты этого спектра: $C_0 = 0$, $C_1 = C_{-1} = \pm i(\pi u_0/4)$ при $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} + \pi$, $u_{\text{b}} = \pm 1$; или $C_0 = 0$, $C_1 = C_{-1} = \mp i(\pi u_0/4)$ при $\varphi_{\text{m1}} = \varphi_{\text{m}}$, $\varphi_{\text{m2}} = \varphi_{\text{m}} - \pi$, $u_{\text{b}} = \pm 1$. При условии, что $\pi u_0 < 1$, получаем следующий сигнал модуляции интенсивности света

$$P_{\text{out}} = \frac{P_0}{2}\left(\frac{\pi u_0}{2}\right)^2 \left[1 + \cos 2\left(\omega_{\text{m}} t + \varphi_{\text{m}}\right)\right]. \qquad (31)$$

4. ТРАНСПОРТИРОВКА ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПО ОПТОВОЛОКНУ

Вследствие дисперсии каждая спектральная компонента электромагнитной волны (18) перемещается в волокне со своей скоростью. Это приводит к искажению оптического сигнала на выходе из волокна. Действительно, пройдя в волокне расстояние L, спектральная волна с частотой ω принимает вид $E = E_0 e^{i(\omega t - \beta L)}$, где β постоянная распространения на указанной частоте (мы пренебрегаем затуханием). Хроматическая дисперсия выражается в зависимости постоянной

распространения β от частоты ω. В окрестности частоты ω_0 несущей волны функция $\beta(\omega)$ может быть представлена в виде степенного ряда $\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + (\beta_2/2)(\omega-\omega_0)^2 + ...$, где β_0 постоянная распространения на частоте несущей волны, коэффициент $\beta_1 = 1/u$ равен обратной величине групповой скорости сигнала, $u = d\omega/d\beta$, на частоте несущей волны и коэффициент β_2 определяется дисперсией групповой скорости электромагнитных волн в волокне. Он связан с так называемым коэффициентом дисперсии волокна D известным соотношением [43] $\beta_2 = -\lambda_0^2 D/2\pi c$, где c – скорость света в вакууме, λ_0 длина волны излучения лазера. Типичные значения коэффициента D на длине волны 1550 нм составляют (16–18) пс/(нм км).

В итоге, на выходе из волокна длиной L каждая спектральная компонента в (18) приобретает свой набег фазы, равный $-\beta L$. Так, для компоненты с частотой $\omega_0 + n\omega_m$ он составляет $-\beta L = -\beta_0 L - \beta_1 n\omega_m L - (1/2)\beta_2 n^2\omega_m^2 L - ....$ Следовательно, на выходе из оптоволокна имеем электромагнитную волну в виде

$$E = E_0 e^{i(\omega_0 t-\beta_0 L+\varphi_0)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{in^2\theta} e^{in\left[\omega_m(t-L/u)+\frac{\varphi_{m1}+\varphi_{m2}}{2}\right]}, \quad (32)$$

где

$$\theta = \pi c(\omega_m/\omega_0)^2 DL \quad (33)$$

это параметр транспортировки оптического сигнала по волокну.

Интенсивность света на выходе из оптоволокна P_s (а, следовательно, и фототок детектора излучения) будет пропорциональна квадрату модуля напряженности электрического поля $E(t)$ (32). Запишем её в виде

$$P_s = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n e^{in\left[\omega_m(t-L/u)+\frac{\varphi_{m1}+\varphi_{m2}}{2}\right]}, \quad (34)$$

где

$$P_n = P_0 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_{n+k} e^{i(n+k)^2\theta} C_k^* e^{-ik^2\theta} = \\ = P_0 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_{n+k} e^{i(n+k)n\theta} C_k^* e^{ikn\theta} \quad (35)$$

это комплексная амплитуда гармоники с частотой $n\omega_m$. Используем при вычислении (35) теорему Графа о суммировании бесселевых функций (Graf's addition theorem) [44], которую для цели нашего анализа перепишем в виде [45]

$$J_n(z_3)e^{in\gamma} = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_{n+k}(z_1)e^{i(n+k)a} J_k(z_2)e^{ik\beta}, \quad (36)$$

где комплексное число $z_3 e^{i\gamma}$ есть сумма двух других комплексных чисел $z_1 e^{ia}$ и $-z_2 e^{-i\beta}$. В результате, получим выражение

$$P_n = (-1)^n \frac{P_0}{2}\left\{ J_n(\pi u_0 \sin n\theta)\cos\frac{n(\varphi_{m1}-\varphi_{m2})}{2} + \right. \\ + \frac{1}{2}e^{i\pi u_b} J_n\left[\pi u_0 \sin\left(n\theta + \frac{(\varphi_{m1}-\varphi_{m2})}{2}\right)\right] + \quad (37) \\ \left. + \frac{1}{2}e^{-i\pi u_b} J_n\left[\pi u_0 \sin\left(n\theta - \frac{(\varphi_{m1}-\varphi_{m2})}{2}\right)\right]\right\}.$$

Более громоздкая версия выражения (37) с разделением на четные и нечетные спектральные компоненты была получена также в [46].

4.1. Транспортировка сигнала модуляции интенсивности с двумя боковыми полосами и несущей (DSB+C: double-sideband-with-carrier modulation)

После транспортировки по дисперсионному оптоволокну длиной L сигнал (21) трансформируется к виду

$$P_s = (P_0/2)[1 \mp \pi u_0 \cos\theta \cos(\omega_m(t - L/u) + \varphi_m)]. \quad (38)$$

Когда $\cos\theta$ обращается в ноль, оптический сигнал модуляции интенсивности на выходе из волокна пропадает [47, 48]. Это происходит на частотах модуляции

$$\omega_m = \omega_0\sqrt{\frac{k+1/2}{cDL}}, k = 0,1,2,... \quad (39)$$

Типичная величина коэффициента дисперсии волокна D = 17 пс/(нм·км), длине волны излучения лазера 1550 нм соответствует частота $f_0 = \omega_0/2\pi$ =193.414 ТГц.

Таким образом, использование данного формата модуляции, приводит к существенному ухудшению функциональности ВОЛС. На частотах модуляции (39) передача оптических сигналов полностью подавляется.

4.2. Транспортировка однополосного сигнала модуляции интенсивности (SSB+C: single-sideband-with-carrier modulation)

На выходе из оптоволокна длиной L сигналы (25), (26) и (27), (28) трансформируются, соответственно, к виду

$$P_s = \frac{P_0}{2}\left\{1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left[\omega_m(t - L/u) + \varphi_m - \frac{\pi}{4} \pm \theta\right]\right\}, \quad (40)$$

$$P_s = \frac{P_0}{2}\left\{1 \mp \frac{\pi u_0}{\sqrt{2}}\cos\left[\omega_m(t - L/u) + \varphi_m + \frac{\pi}{4} \mp \theta\right]\right\}, \quad (41)$$

и

$$P_s = \frac{3P_0}{4}\left\{1 \mp \frac{\pi u_0}{2}\cos\left[\omega_m(t - L/u) + \varphi_m + \frac{\pi}{6} \mp \theta\right]\right\}. \quad (42)$$

$$P_s = \frac{3P_0}{4}\left\{1 \mp \frac{\pi u_0}{2}\cos\left[\omega_m(t - L/u) + \varphi_m + \frac{\pi}{6} \mp \theta\right]\right\}. \quad (43)$$

Сравнение указанных выражений показывает, что передаваемый однополосный сигнал модуляции интенсивности света не испытывает амплитудных искажений. Соответствующие сигналы на входе и на выходе из оптоволокна отличаются только фазой.

4.3. Транспортировка сигнала модуляции интенсивности с двумя боковыми полосами и подавленной несущей (DSB+SC: double-sideband - with-suppressed-carrier modulation)

На приемном конце ВОЛС сигнал (30) трансформируется к виду

$$P_s = \frac{P_0}{2}\left(\frac{\pi u_0}{2}\right)\sin^2\frac{(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})}{2} \times \\ \times\left\{1 - \cos 2\left[\omega_m(t - L/u) + \frac{(\varphi_{m1} - \varphi_{m2})}{2}\right]\right\}, \quad (44)$$

а его частная разновидность (31), соответствующая режиму балансного модулятора, – к виду

$$P_s = \frac{P_0}{2}\left(\frac{\pi u_0}{2}\right)^2 \{1 + \cos 2[\omega_m(t - L/u) + \varphi_m]\}. \quad (45)$$

Сравнение сигналов на входе и на выходе из волокна говорит о том, что рассматриваемые сигналы передаются без амплитудных искажений. Более того, выходной сигнал не зависит от параметра транспортировки θ (33).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При транспортировке сигнала модуляции интенсивности света по оптоволокну происходит периодическая деградация его мощности. Пространственный период такой деградации зависит от частоты сигнала. В результате, сигналы некоторых частот не могут быть переданы по оптоволокну заданной длины. Причина такого поведения кроется в хроматической дисперсии групповой скорости электромагнитных волн в волокне.

В данной работе рассмотрены специальные сигналы модуляции интенсивности света, устойчивые к дисперсионной деградации мощности. Среди них сигналы однополосной модуляции и сигналы модуляции с подавленной оптической несущей. В том и другом случае из спектральных компонент, ближайших к несущей, формируется только одна волна биений, для которой нет парной волны для деструктивной интерференции. Наиболее простой способ генерирования таких сигналов это использование двухэлектродного модулятора Маха-Цендера. В работе получены самые общие аналитические выражения для оптических сигналов на выходе из модулятора и на приемном конце волоконно-оптической линии связи. Эти выражения позволяют определить вклад в выходной сигнал всех возможных гармоник любого порядка и могут быть использованы для анализа различных искажений сигнала. На основании выполненных расчетов определено семейство новых форматов однополосной модуляции двухэлектродного модулятора Маха-Цендера.

В рамках линейного приближения получены явные выражения для оптических сигналов однополосной модуляции и сигналов модуляции с подавленной несущей. Наглядно продемонстрирована передача таких сигналов без дисперсионной деградации мощности. Другими словами показано, что сигналы однополосной модуляции и сигналы модуляции с подавленной несущей устойчивы к амплитудным искажениям. Спектральные амплитуды этих сигналов на входе и на выходе из оптоволокна одинаковы по величине (без учета затухания в волокне). Что касается фазовых искажений, то указанные сигналы ведут себя по-разному.

Сигналы однополосной модуляции на входе (25) – (28) и на выходе (40) – (43) из волокна отличаются друг от друга по фазе на величину, содержащую параметр θ. Так как параметр транспортировки сигнала θ (33) является квадратичной функцией частоты модуляции, то фазо-частотная характеристика волоконно-оптической линии оказывается нелинейной. Это приводит к нарушению фазовых соотношений между спектральными компонентами

передаваемого сигнала и его искажению на выходе из волокна.

Выходной оптический сигнал модуляции с подавленной несущей (44) не зависит от параметра транспортировки θ. Поэтому такой сигнал оказывается устойчивым не только к амплитудным, но и к фазовым искажениям. Необходимо, однако, иметь в виду, что при использовании такого формата модуляции конверсия электрического сигнала в оптический происходит с удвоением частоты.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания на проведение научных исследований, проект № 8.4853.2017/БЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Park J, Sorin WV, Lau KY. Elimination of the fibre chromatic dispersion penalty on 1550 nm millimetre-wave optical transmission. *Electron. Lett.,* 1997, 33:512-513.
2. Yonenaga K, Takachio N. A fiber chromatic dispersion compensation technique with an optical SSB transmission in optical homodyne detection systems. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, 5:949-951.
3. Vourch E, Le Berre D, Herve D. Lightwave single sideband wavelength self-tunable filter using InP:Fe crystal for fiber-wireless systems. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2002, 14:194-196.
4. Smith GH, Novak D, Ahmed Z. Technique for optical SSB generation to overcome dispersion penalties in fibre-radio systems. *Electron. Lett.,* 1997, 33(1):74-75.
5. Smith G, Novak D, Ahmed Z. Overcoming chromatic-dispersion effects in fiber-wireless systems incorporating external modulators. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, 1997, 45(8):1410-1415.
6. Vergnol E, Devaud F, Tanguy D, Penard E. Integrated Lightwave Millimetric Single Sideband Source: Design and Issues. *IEEE Journal of Lightwave Technology,* 1998, 16(7):1276-1284.
7. Polo V, Marti J, Ramos F, Moodie D. Mitigation of chromatic dispersion effects employing electroabsorption modulator-based transmitters. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, 7:883-885.
8. Fells JAJ, Gibbon MA, White IH, Thompson GHB, Penty RV, Armistead CJ, Kimber EM, Moule DJ, Thrush EJ. Transmission beyond the dispersion limit using a negative chirp electroabsorption modulator. *Electron. Lett.*, 1994, 30: 1168–1169.
9. Hyuk-Kee Sung, Erwin KLau, Ming CWu. Optical Single Sideband Modulation Using Strong Optical Injection-Locked Semiconductor Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters,* 2007, 19(13):1005-1007.
10. Arahira S, Matsui Y, Kunii T, Oshiba S, Ogawa Y. Transform-limited optical short-pulse generation at high repetition rate over 40 GHz from a monolithic passive mode-locked DBR laser diode. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, 5:1362-1365.
11. Nirmalathas A, Liu HF, Ahmed Z, Novak D, Ogawa Y. Subharmonic synchronous and hybrid mode-locking of a monolithic DBR laser operating at millimeter-wave frequencies. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1997, 9(4):434-436.
12. Kim DY, Pelusi M, Ahmed Z, Novak D, Liu HF, Ogawa Y. Ultrastable millimetre-wave signal generation using hybrid modelocking of a monolithic DBR laser. *Electron. Lett.*, 1995, 31(9):733-734.
13. O'Reilly JJ, Lane PM, Heidemann R, Hofstetter R. Optical generation of very narrow linewidth millimetre wave signals. *Electron. Lett.,* 1992, 28(25):2309-2311.
14. Montgomery R, De Salvo R. A novel technique for double sideband suppressed carrier modulation of optical fields. *IEEE Photonics Technology Letters,* 1995, 7(4):434-436.
15. Griffin RA, Lane PM, O'Reilly JJ. Dispersion-tolerant subcarrier data modulation of optical millimetre-wave signals. *Electron. Lett.*, 1996, 32:2258-2260.
16. Fuster JM, Marti J, Corral JL. Chromatic dispersion effects in electro-optical upconverted millimetre-wave fibre optic links. *Electron. Lett.,* 1997, 33:1969-1970.
17. Jia Z, Yu J, Chang G-K. A full-duplex radio-over-fiber system based on optical carrier suppression and reuse. *IEEE Photon. Technol. Lett.,* 2006, 18:1726-1728.
18. O'Reilly JJ, Lane PM. Fibre-supported optical generation and delivery of 60 GHz signals. *Electron. Lett.*, 1994, 30(16):1329-1330.
19. Yu J, Jia Z, Yi L, Wang T, Chang GK. Centralized lightwave radio-over-fiber system with photonic frequency quadrupling for high frequency millimeter-wave generation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2007, 19(19):1499-1501.
20. Lin CT, Shih PT, Chen J, Xue WQ, Peng PC, Chi S. Optical millimeter-wave signal generation

using frequency quadrupling technique and no optical filtering. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2008, 20(12):1027-1029.

21. Mohamed M, Zhang X, Hraimel B, Wu K. Analysis of frequency quadrupling using a single Mach–Zehnder modulator for millimeter-wave generation and distribution over fiber systems. *Optics Express*, 2008, 16(14):10786-10802.
22. Qin Y, Sun J. Frequency sextupling technique using two cascaded dual-electrode Mach-Zehnder modulators interleaved with Gaussian optical band-pass filter. *Optics Communications,* 2012, 285(12):2911-2916.
23. Zhang H, Cai L, Xie S, Zhang K, Wu X, Dong Z. A novel radio-over-fiber system based on carrier suppressed frequency eightfold millimeter wave generation. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(5):1-6.
24. Shih PT, Chen J, Lin CT, Jiang WJ, Huang HS, Peng PC, Chi S. Optical millimeter-wave signal generation via frequency 12-Tupling. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(1):71-78.
25. Zhu Z, Zhao S, Li Y, Chu X, Wang X, Zhao G. A radio-over-fiber system with frequency 12-tupling optical millimeter-wave generation to overcome chromatic dispersion. *IEEE Journal of Quantum Electronics,* 2013, 49(11):919-922.
26. Dongfei Wang, Xianfeng Tang, Yichen Fan, Xiaoguang Zhang, Lixia Xi, Wenbo Zhang. A new approach to generate the optical millimeter-wave signals using frequency 12-tupling without an optical filter. *Proc. SPIE Tenth International Conference on Information Optics and Photonics,* 2018, 109641C.
27. Dongfei Wang, Xianfeng Tang, Yichen Fan, Xiaoguang Zhang, Lixia Xi, Wenbo Zhang. A novel filterless scheme for 16-tupled frequency millimeter-wave generation based on only two MZMs. *Proc. SPIE 17th International Conference on Optical Communications and Networks* (ICOCN2018), 2019, 110482U.
28. Shimotsu S, Oikawa S, Saitou T, Mitsugi N, Kubodera K, Kawanishi T, Izutsu M. Single Side-Band Modulation Performance of a $LiNbO_3$ Integrated Modulator Consisting of Four-Phase Modulator Waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2001, 13(4):364-366.
29. Chow CW, Wang CH, Yeh CH, Chi S. Analysis of the carrier-suppressed single-sideband modulators used to mitigate Rayleigh backscattering in carrier-distributed PON. *Optics Express,* 2011, 19(11):10973-10978.
30. Loayssa A, Benito D, Garde MJ. Single-sideband suppressed-carrier modulation using a single-electrode electrooptic modulator. *IEEE Photonics Technology Letters,* 2001, 13(8):869-871.
31. Frankel MY, Esman RD. Optical Single-Sideband Suppressed-Carrier Modulator for Wide-Band Signal Processing. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1998, 16(5):859-863.
32. Cartaxo AVT. Small-signal analysis for nonlinear and dispersive optical fibers and its application to design of dispersion supported transmission systems with optical dispersion compensation. *Proc. Inst. Elect. Eng., Optoelectronics,* 1999, 146(5):213-222.
33. Corral JL, Marti J. General expressions for IM/DD dispersive analog optical links with external modulation or optical up-conversion in a Mach–Zehnder electrooptical modulator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2001, 49(10):1968-1976.
34. Cheng L, Aditya S, Nirmalathas A. An exact analytical model for dispersive transmission in microwave fiber-optic links using Mach–Zehnder external modulator. *IEEE Photonics Technology Letters,* 2005, 17(7):1525-1527.
35. Ferreira AA, Júnior, Coutinho OL, Martins CS, Fegadolli WS, Ribeiro JAJ, Almeida VR, Oliveira JEB. Effect of fiber optic chromatic dispersion on the performance of analog optical link with external modulation aiming at aerospace applications. *Journal of Aerospace Technology and Management*, 2013, 5(2):205-216.
36. Saleh BEA, Teich MC. *Fundamentals of photonics*. New York, John Wiley & Sons Inc., 1991, 947 p.
37. James ET. *Lithium Niobate Photonics*. Boston, Artech House, 2015, 288 p.
38. *Nanomaterials, polymers, and devices: materials functionalization and device fabrication.* Kong Eric SW (ed). New Jersey, John Wiley & Sons Inc., 2015, 567 p.
39. Okayama H. Lithium Niobate Electro-Optic Switching. In: *Optical Switching*. Edited by El-Bawab TS, Boston MA, Springer, 2006:39-81.
40. Wooten EL, Kissa KM, Yi-Yan A, Murphy EJ, Lafaw DA, Hallemeier PF, Maack D, Attanasio DV, Fritz DJ, McBrien GJ, Bossi DE. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 2000, 6:69-82.
41. Белкин МЕ, Головин ВВ, Тыщук ЮН, Кудж СА, Сигов АС. Моделирование оптических модуляторов интенсивности излучения на базе интерферометра Маха-Цандера при помощи программного средства расчета СВЧ-

цепей NI AWR Design Environment. *Российский технологический журнал*, 2016, 4(5):3-16.
42. Min Xue, Shilong Pan, Yongjiu Zhao. Optical single-sideband modulation based on a dual-drive MZM and a 120° hybrid coupler. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(19):3317-3323.
43. Agrawal GP. *Nonlinear Fiber Optics*. New York, Academic Press, 2013, 648 p.
44. Abramowitz M, Stegun IA. *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, 10th ed: Wiley, 1972.
45. Andrews GE, Askey R, Roy R. *Special Functions*. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2001.
46. Щербаков ВВ, Солодков АФ, Задерновский А.А. Передача сигналов модуляции интенсивности света в аналоговых волоконно-оптических линиях связи. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии* (*РЭНСИТ*), 2016, 8(1):9-24.
47. Meslener GJ. Chromatic dispersion induced distortion of modulated monochromatic light employing direct detection. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, 20(10):1208-1216.
48. Schmuck H. Comparison of optical mm-wave system concepts with regard to chromatic dispersion. *Electron. Lett.,* 1995, 31:1848-1849.

Щербаков Владислав Васильевич
к.т.н., гл.конструктор
Центр ВОСПИ
Москва 117342, Россия
info@centervospi.ru

Солодков Анатолий Филиппович
к.ф.-м.н., вед.инженер
Центр ВОСПИ
Москва 117342, Россия
info@centervospi.ru

Задерновский Анатолий Андреевич
д.ф.-м.н., проф., действительный член РАЕН
МИРЭА-Российский технологический университет (РТУ МИРЭА)
Москва 119454, Россия
zadernovsky@mirea.ru.

GENERATION OF OPTICAL SIGNALS RESISTANT TO DISPERSION-INDUCED POWER DEGRADATION

Vladislav V. Shcherbakov, Anatoly F. Solodkov
Center for Fiber-Optic Information Transmission Systems, http://www.centervospi.ru/
3, Vvedenskogo St., Moscow 117342, Russian Federation
Anatoly A. Zadernovsky
MIREA-Russian Technological University (RTU-MIREA), http://www.mirea.ru/
78, Vernadskogo Av., Moscow 119454, Russian Federation
info@centervospi.ru, zadernovsky@mirea.ru

Abstract. **A theoretical analysis is performed of transmission of optical signals in a fiber-optic link with external light intensity modulation by an electro-optic dual-drive Mach-Zehnder modulator and direct detection of the signals. The most general analytical expressions are obtained for the optical signals at the output from the modulator and at the receiving end of the fiber-optic link. Special attention is paid to the single-sideband-with-carrier (SSB+C) and the double-sidebands-with-suppressed-carrier (DSB+SC) modulation formats. A family of new SSB+C modulation formats of dual-drive Mach-Zehnder modulator is determined. Within the framework of linear approximation, the explicit expressions for SSB+C and DSB+SC optical signals are obtained. Transmission of such signals without dispersion-induced power degradation is clearly demonstrated.**

Keywords: **fiber-optic links, dual-electrode Mach-Zehnder modulator, fiber chromatic dispersion, optical single-sideband modulation, optical suppressed-carrier modulation**

PACS: 85.60.Bt

Bibliography - 48 references *Received 07.04.2019, accepted 22.04.2019*

RENSIT, 2019, 11(2):161-176 **DOI: 10.17725/rensit.2019.11.161**