

Г.И. Ильин, О.Г. Морозов, Ю.Е. Польский

ПРИМЕНЕНИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СПЕЦИАЛЬНЫХ СХЕМ ЧМ-ЛИДАРОВ

Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева

Поступила в редакцию 15.06.98 г.

Принята к печати 5.02.99 г.

Рассмотрено теоретическое обоснование амплитудно-фазового метода преобразования частоты когерентного излучения и показаны возможности формирования на его базе двухчастотного и двухполосного излучений для применения в специальных схемах ЧМ-лидаров с гетеродинированием и с широкополосной частотной модуляцией соответственно. Кратко рассмотрены проблемы создания электрооптических модуляторов для реализации метода и пути их решения.

1. Введение

ЧМ-зондирование атмосферы с помощью непрерывных и квазинепрерывных лазеров является предметом активного изучения в течение двух последних десятилетий. Интерес к нему вызван тем, что оно энергетически эквивалентно импульсному зондированию и дает возможность получения высокой разрешающей способности и, наконец, возможность регистрации откликов от слабо поглощающих компонент атмосферы. Однако большинство работ, посвященных данной тематике, касается лишь вопросов возможности принципиального построения той или иной схемы ЧМ-лидара, например с двойной ЧМ-ЧМ или ЧМ-АМ модуляцией, и создания на их базе макетов, способных функционировать в спокойной лабораторной обстановке [1–4]. Реальное применение данных схем в поле ограничено по причине флуктуаций характеристик используемых в них устройств и флуктуаций, которым подвержено зондирующее и отраженное излучение при распространении в неоднородной атмосфере.

Для устранения влияния временных флуктуаций характеристик используемых устройств созданы специальные схемы ЧМ-лидаров со сдвигом и преобразованием частоты гетеродина, с многократным гетеродинированием и двухтональной модуляцией [3, 5, 6]. Для снижения влияния флуктуаций неоднородной атмосферы используются специальные схемы с широкополосной ЧМ-модуляцией [7]. Реализация данных схем требует создания специальных электрооптических формирователей двухчастотного или двухполосного излучения, позволяющих достичь эффективного преобразования энергии зондирующего излучения при различных значениях индекса частотной модуляции и законов ее изменения.

2. Амплитудно-фазовое преобразование одночастотного колебания в двухчастотное

Исходное одночастотное колебание запишем в виде

$$e(t) = E \sin \varphi(t), \quad (1)$$

где $\varphi(t) = \omega_0 t + \varphi_0$ – закон изменения фазы колебания; E , ω_0 , φ_0 – его постоянные амплитуда, частота и начальная фаза.

Из теории модулированных колебаний известно, что при фазовой модуляции с определенными индексами возможны уменьшение (подавление) амплитуды исходного (несущего) колебания и образование двух симметричных боковых полос [8, 9].

Рассмотрим колебание с коммутацией фазы, которое в аналитическом виде можно расписать следующим выражением:

$$e(t) = E \begin{cases} \sin \omega_0 t & \text{при } T(2p - 1)/2 < t \leq Tp, \\ \sin \omega_0 t + \theta & \text{при } Tp < t \leq T(2p + 1)/2, \end{cases} \quad (2)$$

где $T = 2\pi/\Omega$, $\Omega = \omega_0/k$; θ – период, частота, величина изменения фазы, причем $k \gg 1$ – целое число, а $p = 0, 1, 2, \dots$.

При $\theta = \pi$ разложение колебания (2) в ряд Фурье имеет вид

$$e(t) = [2E/\pi] \sum \{ [1/n] [\cos(\omega_0 + n\Omega)t - \cos(\omega_0 - n\Omega)t] \}, \quad (3)$$

где $n = 1, 3, 5$ – номер гармоники разложения по частоте изменения фазы. Таким образом, колебание (2) представляет собой двухполосное многочастотное колебание с разностной частотой между спектральными составляющими, равной 2Ω , и подавленной несущей. Начальные фазы составляющих внутри полос равны, а разница между начальной фазой составляющих нижней и верхней полос равна π .

Дальнейшая задача исследования заключается в поиске методов формирования из колебания (2) двухчастотного колебания для специальных схем ЧМ-лидаров с преобразованием частоты гетеродина и ее разновидности, например с гетеродинированием боковых полос, а также формирования двухполосного многочастотного колебания специальной формы для широкополосных ЧМ-лидаров.

2.1. Формирование двухчастотного колебания

Опираясь на основы теории модулированных колебаний [8, 9] и анализ характерных особенностей спектра (3), можно предположить, что подавление в нем паразитных составляющих для формирования двухчастотного колебания возможно при использовании амплитудной модуляции неким колебанием $S(t)$, удовлетворяющим следующим требованиям.

При амплитудной модуляции колебанием $S(t)$ одночастотного колебания образуется амплитудно-модулированное колебание, у которого частотный интервал между несущей и ближайшими боковыми составляющими, а также между боковыми составляющими в каждой из полос равен 2Ω , начальная фаза несущего колебания отличается на π от начальной фазы боковых составляющих, начальные фазы боковых составляющих внутри полос одинаковы.

Простейшим колебанием, удовлетворяющим этим требованиям, является колебание вида $S(t) = S_0 \cos(2\Omega t + \pi)$, где S_0 – его постоянная амплитуда, а π – начальная фаза. В случае амплитудной модуляции колебанием $S(t)$ колебания (2) получим результирующее колебание, имеющее спектр следующего вида:

$$e(t) = [2E/\pi] \sum \{M_n [\cos(\omega_0 + n\Omega) t - \cos(\omega_0 - n\Omega) t]\}, \quad (4)$$

где M_n – значение коэффициентов ряда Фурье для спектральных составляющих с номером n , амплитуда которых определяется как

$$E_n = [2E/\pi] M_n = [2E/\pi] \{(1/n) - (m/2) [(1/n - 2) + (1/n + 2)]\} = (2E/\pi) (1/n) - (2E/\pi) (m/2) (1/n - 2) - (2E/\pi) (m/2) (1/n + 2), \quad (5)$$

где m – коэффициент амплитудной модуляции.

Из анализа (5) видно, что первое слагаемое определяет спектр коэффициентов ряда Фурье (3), а второе и третье описывают подавляющее воздействие на его составляющие. Степень подавления зависит от коэффициента модуляции m . Решив уравнение (5), исходя из условия $E_3 = 0$, получим, что оптимальный коэффициент модуляции $m_{\text{опт}} = 5/9$, при этом результирующее колебание практически двухчастотно, так как амплитуда спектральных составляющих $E_n \leq E/15$ для $n \geq 5$. При изменении коэффициента модуляции в пределах $(0,85-1,15)$ $m_{\text{опт}}$ коэффициент нелинейных искажений выходного колебания не будет превышать 1%.

Полного подавления боковых составляющих с $n \geq 3$ можно добиться при использовании для амплитудной модуляции колебания вида $S(t) = S_0 |\sin \Omega t|$. Тогда результирующее колебание будет иметь следующий спектр:

$$e(t) = [2E/\pi] [1 - m] \sum \{[1/n] [\cos(\omega_0 + n\Omega) t - \cos(\omega_0 - n\Omega) t]\} + [\pi E m / 4] [\cos(\omega_0 + \Omega) t - \cos(\omega_0 - \Omega) t]. \quad (6)$$

Амплитуда спектральных составляющих будет определяться коэффициентами ряда Фурье и для $n = 1$ $E_1 = [2E/\pi] [1 - m] + [\pi E m / 4]$, а для $n \geq 3$ $E_n = [2E/\pi n] [1 - m]$. При $m_{\text{опт}} = 1$ спектр содержит две полезные составляющие на частотах $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$, паразитные составляющие подавлены. При изменении коэффициента модуляции в пределах $(0,7-1)$ $m_{\text{опт}}$ коэффициент нелинейных искажений выходного колебания не будет превышать 1%.

2.2. Формирование двухполосного колебания

Найденные нами в 2.1 модулирующие колебания могут быть использованы и для формирования симметричного двухполосного спектра для широкополосных ЧМ-лидаров дифференциального рассеяния и поглощения. Для этого необходимо решить систему уравнений, варьируя не только коэффициент амплитудной модуляции, но и величину коммутации фазы.

При использовании колебания типа $S(t) = S_0 |\sin \Omega t|$ получим следующие выражения для амплитуд спектральных составляющих:

$$E_0 = E (1 + \cos \theta) / 2; \quad (7)$$

$$E_1 = [(1 - m) / \pi + \pi m / 8] E (1 - \cos \theta); \quad (8)$$

$$E_n = m E (1 + \cos \theta) / (1 - n^2), \text{ для } n = 2, 4, 6, \dots, \quad (9)$$

$$E_n = E (1 - \cos \theta) (1 - m) / \pi n, \text{ для } n = 3, 5, 7, \dots \quad (10)$$

Выражения (7) – (10) позволяют определить состав спектра результирующего колебания при любых m и θ . Однако, по нашему мнению, с точки зрения наибольшей простоты технической реализации следует искать формирующие колебания, не затрагивая коммутации фазы, а используя синтез колебаний со сложным гармоническим составом из k колебаний, например

$$S(t) = \sum S_k \cos(2k\Omega t + \pi), \quad (11)$$

где S_k – парциальные амплитуды. Выражения для коэффициентов Фурье будут иметь вид

$$E_n = [2E/\pi] \{(1/n) - \sum (m_k/2) [(1/n - 2k) + (1/n + 2k)]\}, \quad (12)$$

где m_k – парциальные коэффициенты амплитудной модуляции. Подобный подход к поиску формирующих колебаний позволит также учесть влияние нелинейности модуляционных характеристик реальных электрооптических модуляторов, используемых для реализации амплитудно-фазового преобразования, на спектральный состав выходного излучения.

2.3. Краткое обсуждение полученных результатов

В 2.1 показана возможность получения двухчастотного излучения без паразитных составляющих и определены возможные отклонения параметров модулирующих напряжений от оптимальных, при которых спектральные характеристики выходного излучения остаются достаточно стабильными. Разностная частота выходного колебания определяется частотой переключения фазы Ω . Ее стабильность однозначно связана со стабильностью частоты модулирующих напряжений и нестабильностью, вносимой коммутирующими устройствами. Реально достижимая величина нестабильности разностной частоты при термостатировании задающих генераторов равна 10^{-6} . При перестройке разностной частоты, необходимой в ряде лидарных измерений и достаточно просто реализуемой при использовании амплитудно-фазового преобразования, минимальный разнос частот определяется крутизной модуляционной характеристики модуляторов и шириной генерируемой линии лазера, а максимальный разнос частот определяется верхней граничной частотой частотной характеристики модулятора и соотношением модулируемой и модулирующей частот.

В 2.2 показана возможность формирования двухполосного симметричного спектра лазерного излучения для использования в широкополосных ЧМ-лидарах дифференциального поглощения и рассеяния. Важное значение в системах указанных классов играют энергетическое равенство полос и эффективность их образования. Используя ранее приведенные выражения для спектров выходных колебаний (5) – (10), (12) и учитывая амплитудно-фазовый

характер преобразования, т.е. использование дополнительной энергии амплитудной модуляции и фазовой коммутации для формирования боковых полос, нетрудно определить, что мощность последних составляет около 60% мощности исходного одночастотного колебания, а коэффициент преобразования равен 1 без учета потерь в реальных схемах электрооптических модуляторов.

3. Электрооптические устройства для реализации амплитудно-фазового преобразования частоты

Электрооптические формирователи двухчастотного когерентного излучения, реализующие указанное амплитудно-фазовое преобразование, достаточно полно описаны нами в ряде работ [4, 6, 10], поэтому основное внимание в данном разделе уделим вопросам разработки устройств формирования двухполосного излучения.

Для создания широкополосных ЧМ-лидаров, характеризующихся возможностью регистрации откликов от слабопоглощающих компонент при зондировании турбулентной атмосферы, используются различные концепции построения. Однако независимо от того, используется ли двухтональная модуляция или модуляция с частичным преобразованием исходного излучения (коэффициент частотной модуляции меньше 1), или многотональная модуляция с коэффициентом частотной модуляции больше 2, в большинстве систем применяются внешние электрооптические модуляторы.

Приведенные нами обзорные исследования показывают, что большинство коммерческих модуляторов не удовлетворяет разработчика либо по максимально рассеиваемой тепловой мощности, либо по апертуре кристалла, либо по частотному диапазону. Если для ближнего инфракрасного диапазона (до 2 мкм) можно найти модуляторы для преобразования с частотой до 600–1000 МГц и модулируемой мощностью в несколько десятков милливольт, то для среднего инфракрасного диапазона (3–5 мкм) это уже проблематично. Достаточно широко применяемые в этих диапазонах кристаллы танталата и ниобата лития имеют тангенс угла диэлектрических потерь, который значительно больше 10^{-3} , что ограничивает их применение в широкополосных системах. Выход может быть найден при использовании новых кристаллов, изоморфов КТР, например КТА или RTA, с тангенсом диэлектрических потерь до $5 \cdot 10^{-4}$ и тепловой прочностью, в 10 раз превышающей тепловую прочность ниобата лития. Однако они находятся еще в стадии разработки [7]. Создание широкополосных модуляторов

для дальнего инфракрасного диапазона (8–10 мкм) еще более проблематично, поскольку на первый план выходит проблема теплового градиента кристаллов. Использование квазинепрерывных лазеров или импульсных протяженных режимов лишь частично решает указанную проблему. В [7] предложено каскадное включение модуляторов или использование многоканальной модуляции. Однако это усложняет реализацию амплитудно-фазового преобразования и сводит на нет его преимущества, связанные с универсальностью управления параметрами выходного излучения одним управляющим напряжением.

4. Заключение

Использование амплитудно-фазового преобразования одночастотного когерентного излучения позволяет получить высококачественное с точки зрения чистоты спектра двухчастотное излучение и с точки зрения энергетического равенства полос двухполосное излучение для совершенствования высокостабильных ЧМ-лидаров с гетеродинамированием и модернизации широкополосных ЧМ-лидаров. Основной проблемой при реализации преобразования является создание высокоэффективных электрооптических модуляторов, способных работать при значительных мощностях исходного одночастотного излучения и модулирующих воздействий, обеспечивая при этом широкий диапазон частотного преобразования.

1. Гордов Е.П., Хмельницкий Г.С. // 1-й Межреспубл. симпозиум «Оптика атмосферы и океана». (Тезисы докл. Ч. 2). Томск: ТНЦ СО РАН, 1994. С. 44–45.
2. Агшиев Р.Р., Айбатов Л.Р., Польский Ю.Е. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 11–12. С. 1624–1629.
3. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э. Хинкли. М.: Мир, 1979. 419 с.
4. Ильин Г.И., Морозов О.Г., Польский Ю.Е. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 12. С. 1871–1874.
5. Лазерные измерительные системы / Под ред. Ю.Н. Дубнищева. М.: Радио и связь, 1983. 380 с.
6. Ильин Г.И., Морозов О.Г., Польский Ю.Е. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 435–440.
7. Kelly J.F., Cannon B.D., Sharpe S.W., Sams R.L., Blake T.A. // Proceedings of SPIE. 1997. V. 3127. P.64–103.
8. Спектры и сигналы / А.А. Харкевич. М.: ГИРМЛ, 1962. 504 с.
9. Модулированные фильтры и следящий прием ЧМ / А.С. Виницкий. М.: Сов. радио, 1969. 548 с.
10. Ильин Г.И., Морозов О.Г., Польский Ю.Е. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 5. С. 513–516.

G.I. Il'in, O.G. Morozov, Yu.E. Pol'skii. Amplitude-Phase Conversion of Laser Radiation Application to Special FM-Lidar Schemes.

An amplitude-phase transformation of coherent radiation frequency is considered theoretically and possibilities of formation on its base of two-frequency and two-band radiation for specialized FM-lidar schemes with heterodyning and wide-band frequency modulations, correspondingly, are shown. Problems of electrooptical modulators creation for the method realization and the ways of their solution are shortly observed.