

УДК 621.37

## ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МОДУЛЯТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА\*

С. Н. Атутов<sup>1</sup>, С. Л. Микерин<sup>1</sup>, А. Э. Симанчук<sup>1</sup>,  
В. А. Сорокин<sup>1,2</sup>, А. И. Плеханов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

E-mail: mikerinsl@iae.sbras.ru

Представлены результаты исследования оригинального метода анализа спектра модулированного оптического излучения и апробирования простого детектора на основе интерферометра Фабри — Перо. Приведено сравнение результатов теоретического рассмотрения работы детектора и модельного эксперимента. Отмечена возможность использования данного анализатора для измерения характеристик сверхвысокочастотных модуляторов оптического излучения, функционирующих на частотах модуляции от 10 до 100 ГГц и выше.

*Ключевые слова:* электрооптический модулятор, детектирование модулированного излучения, электрооптические полимеры.

DOI: 10.15372/AUT20160609

**Введение.** В настоящее время происходит бурное развитие оптических телекоммуникационных систем передачи информации со скоростью до нескольких десятков гигабит в секунду и выше.

Прогресс в этой области принципиально невозможен без разработки новых устройств оптоэлектронной логики, обеспечивающей соответствующее быстродействие, например электрооптических (ЭО) модуляторов света. Достижения последних лет в области синтеза поляризованных хромофорсодержащих полимеров показывают возможность формирования ЭО-сред нового поколения и их превосходство перед широко применяемыми неорганическими кристаллическими структурами с точки зрения создания ЭО-модулятора на их основе. Полимерные ЭО-среды имеют на порядок большее значение электрооптических коэффициентов и позволяют разрабатывать тонкоплёночные модуляторы света с высоким быстродействием и относительно низким управляющим электрическим напряжением. На сегодняшний день продемонстрированы экспериментальные реализации планарных волноводных ЭО-модуляторов с рабочими частотами свыше 100 ГГц [1–3]. Так, новые возможности в повышении частотного диапазона модуляции и снижении управляющего напряжения в устройствах на основе полимерных ЭО-материалов определили тенденции развития нового направления в областях коммуникации и радиолокации, называемого радиофотофикой.

Рост быстродействия обостряет проблемы тестирования и измерения характеристик сверхвысокочастотных модуляторов, а в перспективе — детектирования информационного сигнала. Для тестирования сверхбыстродействующих систем с помощью перестраиваемых

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-29-08134).

по частоте генераторов гармонического сигнала или устройств, формирующих специальные псевдослучайные битовые последовательности (Pseudo-Random Binary Sequence, например, PRBS-31 с длиной  $2^{31} - 1$  бит [3]), традиционно используются сверхбыстродействующие фотоприёмники, преобразующие модуляцию оптической несущей в электрический сигнал на частоте модуляции. Измерение этого сигнала производится коммерчески доступными сверхбыстродействующими радиотехническими средствами прямым анализом спектральных компонент этого сигнала (например, [4]) либо с помощью eye-диаграмм или метода мультиплексирования с разделением по времени [2].

Трудности при использовании радиотехнических методов анализа работы модуляторов света стремительно нарастают при повышении частоты модуляции и, начиная с некоторого момента, становятся непреодолимыми. Гетеродинирование с помощью дополнительного стабилизированного одночастотного лазера позволяет измерить как амплитуду, так и фазу сигнала, поэтому широко применяется в волоконно-оптических линиях связи с амплитудно-фазовой модуляцией. Совместное использование перестраиваемых по частоте одночастотного лазера и узкополосного источника радиочастотного диапазона даёт возможность прописать частотные характеристики исследуемого модулятора (например, [1]). В применении к модуляторам с полосой более 100 ГГц данный подход становится затратным по времени и требует относительно дорогостоящего оборудования.

В этих условиях на помощь приходят методы оптического спектрального анализа. При частотах модуляции  $\sim 100$  ГГц и выше для анализа модулированного излучения могут использоваться приборы на основе дифракционных решёток с удовлетворительным спектральным разрешением  $\sim 1$  ГГц (например, [5]). Помимо невысокого спектрального разрешения, не позволяющего детально анализировать модуляцию, подобные приборы отличает значительная стоимость.

В данной работе предлагается простая реализация и исследование анализатора на основе сканирующего интерферометра Фабри — Перо (ИФП). Этот подход пригоден для тестирования сверхвысокочастотных электрооптических модуляторов, позволяет повысить спектральное разрешение и снизить стоимость прибора.

**Функция пропускания интерферометра Фабри — Перо для модулированного излучения.** Насколько нам известно, в литературе не встречается теоретическое рассмотрение ИФП для анализа оптического излучения с несколькими когерентными спектральными компонентами. В предлагаемой работе сделана попытка восполнить этот пробел в традиционной теории интерферометра и рассмотреть случай анализа модулированного (по фазе или амплитуде) оптического излучения.

Пусть на ИФП с воздушным зазором между плоскими зеркалами падает плоская волна, состоящая из нескольких монохроматических компонент с разными частотами и постоянным соотношением фаз между собой. Поле прошедшей волны — суперпозиция пропускания для каждой из спектральных компонент:

$$E = \sum_{m=1}^{m=N} E_m = \sum_{m=1}^{m=N} \frac{E_{0m} \exp(-i\omega_m t) \tau_1 \tau_2 \alpha}{1 - \alpha^2 \rho_1 \rho_2 \exp(i2\varphi_m)}, \quad \varphi_m = d\omega_m/c. \quad (1)$$

Здесь  $E_{0m}$  и  $\omega_m$  — комплексная амплитуда и круговая частота монохроматической компоненты с номером  $m$ ;  $\tau_1, \tau_2$  и  $\rho_1, \rho_2$  — коэффициенты пропускания и отражения зеркал ИФП для электромагнитного поля;  $\alpha$  — коэффициент поглощения электромагнитного поля в зазоре между зеркалами ИФП;  $d$  — расстояние между зеркалами;  $c$  — скорость света. Для простоты расчётов допустим, что зеркала и коэффициент  $\alpha$  дисперсией не обладают. При вычислении интенсивности прошедшего излучения  $I = |E|^2$  без ограничения общности можно считать коэффициенты  $\rho_1, \rho_2, \alpha$  действительными, а  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — име-

ющими один знак (в противном случае к аргументу экспоненты нужно добавить фазовый сдвиг). При использовании ИФП в сканирующем режиме интенсивность  $I$  является функцией  $d$ . Результат преобразований можно записать в виде двух частей: суммы стационарных  $I s_m$  и суммы перекрёстных  $I b_{m_1 m_2}$  слагаемых, дающих биения с разностными частотами  $\Delta_{m_1 m_2} = \omega_{m_2} - \omega_{m_1}$ :

$$I = \sum_{m=1}^N I s_m + \sum_{m_1 > m_2}^N I b_{m_1 m_2}. \quad (2)$$

Эти части могут быть представлены в виде

$$I s_m = \frac{I_{0m} a}{(1-b)^2 + 4b \sin^2(\varphi_m/2)}, \quad (3)$$

$$I b_{m_1 m_2} = 2a |E_{0m_1} E_{0m_2}| \times$$

$$\times \frac{\cos \Psi_{m_1 m_2} - 2b \cos(\Psi_{m_1 m_2} + \varphi_{m_2} - \varphi_{m_1}) \cdot \cos(\varphi_{m_2} + \varphi_{m_1}) + b^2 \cos(\varphi_{m_1 m_2} + \varphi_{m_2} - \varphi_{m_1})}{[(1-b)^2 + 4b \sin^2 \varphi_{m_1}][(1-b)^2 + 4b \sin^2 \varphi_{m_2}]} \quad (4)$$

Здесь  $a = |\tau_1 \tau_2 \alpha|^2$ ;  $b = \alpha^2 \rho_1 \rho_2 > 0$ ;  $I_{0m} = |E_{0m}|^2$ ;  $E_{0m} = |E_{0m}| \exp(i\Phi_m)$ , где в фазах  $\Phi_m$  полей  $E_m$  содержатся начальная фаза и набег фазы из-за распространения волны в пространстве;  $\Psi_{m_1 m_2} = \Delta_{m_1 m_2} t + \Phi_{m_1} - \Phi_{m_2}$ . Числитель  $I b_{m_1 m_2}$  включает три осциллирующих с частотами  $\Delta_{m_1 m_2}$  слагаемых с разными фазами и амплитудами. Максимальное значение  $I b_{m_1 m_2}$  принимает при тех же условиях ( $d\omega_{m_1}/c = \pi q_1$  или  $d\omega_{m_2}/c = \pi q_2$ ,  $q_1, q_2$  — целые), что и  $I s_m$ , когда  $d\omega_m/c = \pi q$ . При этом, если  $|\Delta_{m_1 m_2}| < \Omega_f = \pi c/d$  — области дисперсии ИФП, максимумы  $I b_{m_1 m_2}$  имеют локальный характер, так как условия  $d\omega_{m_1}/c = \pi q_1$  и  $d\omega_{m_2}/c = \pi q_2$  не могут выполняться одновременно. Лишь одна из спектральных компонент поля будет резонансной, и амплитуда биений в формуле (4) будет определяться пропусканием ИФП на нерезонансной частоте. Поэтому для ослабления перекрёстных слагаемых имеет значение высокая добротность ИФП. При  $|\Delta_{m_1 m_2}| \geq \Omega_f$ , напротив, возможно одновременное выполнение  $d\omega_{m_1}/c = \pi q_1$  и  $d\omega_{m_2}/c = \pi q_2$  и амплитуда биений в формуле (4) может достигать величины, близкой к 100 %.

При фотоэлектрической регистрации интенсивности  $I$  происходит усреднение сигнала  $S$ , связанное с конечным быстродействием фотодетектора:

$$S = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{T+t_0} \left( \sum_{m=1}^N I s_m + \sum_{m_1 > m_2}^N I b_{m_1 m_2} \right) dt = \sum_{m=1}^N I s_m + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{T+t_0} \left( \sum_{m_1 > m_2}^N I b_{m_1 m_2} \right) dt = \sum_{m=1}^N I s_m + \sum_{m_1 > m_2}^N S b_{m_1 m_2}. \quad (5)$$

Здесь

$$S b_{m_1 m_2} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{T+t_0} I b_{m_1 m_2} dt = 2a |E_{0m_1} E_{0m_2}| \frac{\sin \Delta_{m_1 m_2} T/2}{\Delta_{m_1 m_2} T/2} \times$$

$$\times \frac{\cos \tilde{\Psi}_{m_1 m_2} - 2b \cos(\tilde{\Psi}_{m_1 m_2} + \varphi_{m_2} - \varphi_{m_1}) \cdot \cos(\varphi_{m_2} + \varphi_{m_1}) + b^2 \cos(\tilde{\Psi}_{m_1 m_2} + \varphi_{m_2} - \varphi_{m_1})}{[(1-b)^2 + 4b \sin^2 \varphi_{m_1}][(1-b)^2 + 4b \sin^2 \varphi_{m_2}]},$$

где

$$\tilde{\Psi}_{m_1 m_2} = \Psi_{m_1 m_2} + \frac{\Delta_{m_1 m_2} T}{2} = \Delta_{m_1 m_2} t_0 + \Phi_{m_1 m_2} + \frac{\Delta_{m_1 m_2} T}{2} = \Delta_{m_1 m_2} t + \Phi_{m_1 m_2} - \frac{\Delta_{m_1 m_2} T}{2}.$$

Здесь  $\Phi_{m_1 m_2} = \Phi_{m_1} - \Phi_{m_2}$  и переопределён текущий момент времени фиксации сигнала  $S(t) = S(t_0 + T)$ . Выражение из формулы (5) для сигнала биений  $Sb_{m_1 m_2}$  отличается от  $Ib_{m_1 m_2}$  из (4) наличием множителя  $\sin(\Delta_{m_1 m_2} T/2)/(\Delta_{m_1 m_2} T/2)$ . Он приводит к подавлению амплитуды биений в степени, зависящей от разности частот спектральных компонент и времени усреднения  $T$ . Кроме того, сигнал биений приобретает дополнительную фазу, равную  $-(\Delta_{m_1 m_2} T/2)$ .

В традиционной теории ИФП (см. например, [6]), в которой анализируется спектр на выходе интерферометра, обусловленный некогерентными компонентами в излучении на входе, перекрёстными слагаемыми  $Ib_{m_1 m_2}$  в (2) пренебрегают, поскольку разные спектральные компоненты имеют случайные фазы  $\Phi_m$  и усреднение при регистрации даёт нулевой результат. Если же несколько спектральных компонент возникло в модуляторе света из одной монохроматической, то все они синхронизованы (имеют постоянное соотношение между фазами) и сигнал  $S(t)$  будет содержать осциллирующие слагаемые  $Sb_{m_1 m_2}$ . Результат измерения, таким образом, не может интерпретироваться как набор спектральных компонент с соответствующими интенсивностями, как это было возможно в случае некогерентного излучения. Из выражений (5) и (3) видно, что наряду со стационарной частью в сигнале  $S$ , содержащей сумму интенсивностей всех монохроматических полей, осциллирующие слагаемые включают перекрёстные произведения амплитуд, что может существенно затруднять измерение амплитуд компонент в спектре. В этом смысле регистрируемый спектр искажён. Из выражения (5) следует, что искажения спектра зависят от параметров системы регистрации, и это будет рассмотрено далее.

При использовании ИФП в сканирующем режиме база интерферометра периодически изменяется, т. е.  $d = d(t) = d_0 + \tau(t)$ , где  $\tau(t)$  — периодическая функция треугольной формы с периодом  $T_\tau$ . Амплитуда  $\tau(t)$  обычно выбирается таким образом, чтобы при её сканировании от минимального значения  $\tau_{\min}$  до максимального значения  $\tau_{\max}$  резонансная частота ИФП изменялась на  $2\Omega_f = 2\pi c/d_0$ . Как правило,  $\tau_{\max} - \tau_{\min} \approx 2\lambda_{\max} \ll d_0$ , где  $\lambda_{\max}$  — максимальная длина волны в анализируемом излучении. Сигнал  $S(t)$  регистрируется в режиме синхронизации с  $\tau(t)$ , например, на экране осциллографа. За каждый период сканирования при совпадении резонансной частоты ИФП с какой-либо из  $\omega_{m_1}$  будет фиксироваться некоторое мгновенное\* значение  $S(t)$ , в которое внесут вклад статическое  $I s_{m_1}$  и осциллирующие  $Sb_{m_1 m_2}$  слагаемые. Эффекты при регистрации  $S(t)$  могут быть разнообразными и зависимыми от соотношения между скоростью сканирования, быстродействием фотоприёмника и частотой осцилляции слагаемых  $Sb_{m_1 m_2}$ .

При использовании достаточно быстрого фотоприёмника ( $T\Delta_{m_1 m_2} \sim 1$ ) осцилляции слагаемых  $Sb_{m_1 m_2}$  не усредняются полностью; дополнительно из-за сканирования интерферометра с периодом  $T_\tau$  будет наблюдаться явление «мерцания» амплитуд пиков частотных компонент, эквивалентное строб-эффекту. Если произведение  $T_\tau \Delta_{m_1 m_2} / \pi$  приближается к целому числу, то период мерцания стремится к бесконечности. При этом амплитуды пиков зафиксируются на величине, зависящей от начальной фазы  $t_0$  регистрации сигнала, т. е. измеренный спектр в общем случае останется искажённым, что будет особенно заметно для близких спектральных компонент сигнала, для которых  $\Delta_{m_1 m_2} \sim 0$  (независимо от того, разрешает ли их ИФП по отдельности и близки или далеки они от несущей частоты). Как видно из (5), период осцилляции слагаемых  $Sb_{m_1 m_2}$  при сближении частот

\*Усреднённое за время быстродействия фотодетектора.

таких компонент может расти неограниченно, поэтому в общем случае увеличение инерционности фотодатчика не гарантирует избавления от искажений спектра. Искажения при регистрации компонент могут быть устранены подбором (но только для данных компонент!) инерционности фотодатчика, при которой выполняется условие  $\Delta_{m_1 m_2} T = 2\pi n$  ( $n$  — целое), когда множитель  $\sin(\Delta_{m_1 m_2} T/2)/(\Delta_{m_1 m_2} T/2)$  обращается в нуль. Кроме того, как отмечалось выше, искажения будут ослабляться в ИФП с высокой добротностью.

Таким образом, измерение амплитуд синхронизованных спектральных компонент с помощью сканирующего ИФП в общем случае требует предварительного исследования результатов записи спектра при различных параметрах системы регистрации для выделения искажения спектра. В частных случаях, когда имеется информация о характерных частотах компонент в спектре и они не слишком близки, данный подход позволяет подавлять искажения и измерять амплитуды спектральных компонент, как если бы они не были синхронизованы. Гармоническая модуляция — практически значимый частный случай, когда спектральные компоненты удовлетворяют требованиям, при которых возможна их регистрация без искажений.

Рассмотрим теперь модуляцию монохроматического лазерного излучения с помощью электрооптических модуляторов. Если модулятор создан на основе тонкоплёночных ориентированных материалов, то он представляет собой одноосную анизотропную среду. При приложении дополнительного электрического поля вдоль оптической оси модулятора в одну из нормальных волн —  $Ee$ , поляризованную вдоль электрического поля, вносится дополнительная фаза

$$Ee(\Phi e) = |E_0| \exp(-i\omega t + i\Phi + i\Phi e). \quad (6)$$

Здесь  $\Phi$  — постоянный набег фазы при прохождении электромагнитной волны через модулятор;  $\Phi e$  — набег фазы, управляемый внешним электрическим полем. Максимального значения глубина модуляции монохроматического излучения достигает при  $\Phi e = \pi$ . В модуляторе типа Маха — Цендера при этом происходит полное гашение суммы  $Ee(\pi) + Ee(0)$ , а в поляризационном модуляторе разбег по фазам двух нормальных волн приводит к смене состояния поляризации на ортогональное.

При гармонической модуляции  $\Phi e$  меняется по гармоническому закону, волна  $Ee$  приобретает дополнительные спектральные компоненты:

$$Ee = |E_0| \exp(-i\omega t + i\Phi + i\Phi_0 \cos(\Omega t)) = \exp(i\Phi) \sum_m Ee_m; \quad (7)$$

$$Ee_0 = |E_0| J_0(\Phi_0) \exp(-i\omega t);$$

$$Ee_m = |E_0| J_m(\Phi_0) i^m \{ \exp[-i(\omega - m\Omega)t] + \exp[-i(\omega + m\Omega)t] \}, \quad m > 0.$$

Здесь  $\Phi_0$  — амплитуда гармонической модуляции фазы. В формуле (7) применено разложение Якоби — Аигера по функциям Бесселя первого рода  $J_m(\Phi_0)$ , которые определяют амплитуды спектральных компонент поля с частотами  $\omega \pm m\Omega$ .

При тестировании ЭО-модулятора посредством использования ИФП в качестве анализатора интенсивность излучения на выходе интерферометра следует измерять как функцию изменения расстояния между зеркалами  $d$ . Каждая спектральная компонента излучения (7) даст соответствующий пик в сигнале пропускания ИФП согласно (3):

$$I = I_0 \left( \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} I s_m + \sum_{m_1 > m_2}^N I b_{m_1 m_2} \right), \quad I s_m = \frac{a [J_{|m|}(\Phi_0)]^2}{(1-b)^2 + 4b \sin^2(\varphi_{m_1})},$$

$$Ib_{m_1 m_2} = \frac{2a|J_{|m_1|}(\Phi_0)J_{|m_2|}(\Phi_0)|}{\left[ (1-b)^2 + 4b \sin^2 \left\{ \frac{[d_0 + \tau(t)](\omega + m_1 \Omega)}{c} \right\} \right] \cdot \left[ (1-b)^2 + 4b \sin^2 \left\{ \frac{[d_0 + \tau(t)](\omega + m_2 \Omega)}{c} \right\} \right]} \times \\ \times [\cos(\Psi_{m_1 m_2}) - 2b \cos(\Psi_{m_1 m_2} + \Delta\varphi_{m_2 m_1}) \cdot \cos(\varphi_{m_1} + \varphi_{m_2}) + b^2 \cos(\Psi_{m_1 m_2} + \Delta\varphi_{m_2 m_1})],$$

$$\Psi_{m_1 m_2} = \Omega(m_1 - m_2)t + \frac{\pi}{2} (|m_1| - |m_2|),$$

$$\varphi_m = \frac{[d_0 + \tau(t)](\omega + m\Omega)}{c}, \quad \Delta\varphi_{m_2 m_1} = \frac{[d_0 + \tau(t)](m_2 - m_1)\Omega}{c}.$$

Выражение, аналогичное (5), при условии достаточно медленного  $\left( T_\tau \frac{d\tau(t)}{dt} \frac{\omega}{c} \ll 1 \right)$  сканирования\* ИФП получается умножением  $Ib_{m_1 m_2}$  на фактор  $\sin \left( \frac{(m_1 - m_2)\Omega T/2}{(m_1 - m_2)\Omega T/2} \right)$  и переопределением фаз:

$$\Psi_{m_1 m_2} = \Omega(m_1 - m_2)t + \frac{\pi}{2} (|m_1| - |m_2|) \Rightarrow \\ \Rightarrow \tilde{\Psi}_{m_1 m_2} = \Omega(m_1 - m_2)t + \frac{\pi}{2} (|m_1| - |m_2|) - \frac{\Omega(m_1 - m_2)T}{2}.$$

Резонансные значения величины  $d_m$  в максимуме пропускания ИФП задаются выражением

$$\frac{d_m(\omega + m\Omega)}{c} = \pi q \Rightarrow d_m = \frac{\pi c q}{\omega + m\Omega} \approx \frac{\pi c q}{\omega} \left( 1 - m \frac{\Omega}{\omega} \right) = d_0 \left( 1 - m \frac{\Omega}{\omega} \right). \quad (8)$$

Частота модуляции легко определяется сравнением расстояния между спектральными компонентами (в единицах  $d$ ) с областью дисперсии ИФП:

$$\Delta d = \frac{\pi c}{\omega}, \quad \delta d = d_{m+\delta m} - d_m = \Delta d \frac{\delta m \Omega q}{\omega} = \Delta d \frac{\delta m \Omega}{\Omega_f} \Rightarrow \Omega = \frac{\delta d}{\Delta d \delta m} \Omega_f. \quad (9)$$

Здесь  $\Delta d$  — разница расстояний между зеркалами ИФП, при которых происходит перекрытие соседних порядков интерференции;  $\Omega_f = \pi c/d_0$  — область дисперсии ИФП;  $\delta d$  — разница расстояний между зеркалами ИФП, соответствующих пропусканию спектральных компонент с различающимися на  $\delta m \Omega$  частотами ( $\delta m$  — целое).

Для нахождения глубины модуляции нужно сравнивать амплитуды спектральных компонент, которые в соответствии с (7) выражаются через функции Бесселя:

$$I(\omega) \propto J_0^2(\Phi_0); \quad I(\omega \pm m\Omega) \propto J_m^2(\Phi_0); \quad \frac{I(\omega \pm m\Omega)}{I(\omega)} = \left[ \frac{J_m(\Phi_0)}{J_0(\Phi_0)} \right]^2. \quad (10)$$

Здесь  $I(\omega)$  и  $I(\omega \pm m\Omega)$  — амплитуды спектральных компонент, наблюдаемых с помощью сканирующего ИФП. Максимальная глубина модуляции достигается при  $\Phi_0 = \pi$ , когда  $I(\omega \pm \Omega)/I(\omega) = 0,875$  и  $I(\omega \pm 2\Omega)/I(\omega) = 2,546$ ; амплитуды компонент  $I(\omega)$  и  $I(\omega \pm \Omega)$  становятся равными при  $\Phi_0 \approx 0,457\pi$  (рис. 1); при  $\Phi_0 \approx 0,765\pi$  амплитуда  $I(\omega) \approx 0$ .

\*Можно также применить ступенчатое сканирование с треугольной огибающей.

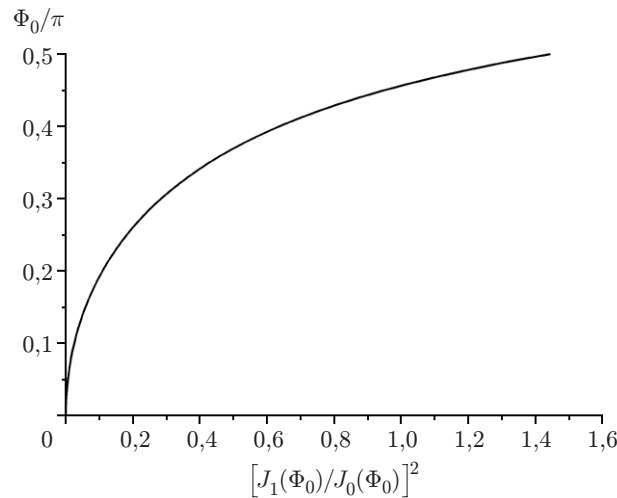


Рис. 1. Зависимость амплитуды модуляции фазы от отношения  $I(\omega \pm \Omega)/I(\omega)$

Для определения глубины фазовой модуляции с использованием формулы (10) условия регистрации следует выбирать такими, при которых влияние перекрёстных членов пропускания ИФП мало. Эти условия в общем случае обсуждались выше, но их уместно привести для случая гармонической модуляции: необходимо применять медленный фотодатчик ( $T\Omega \gg 1$ ) или фотодатчик с быстродействием, кратным частоте модуляции ( $T\Omega = l\pi$ ,  $l$  — целое), правильно выбирать частоту сканирования базы ИФП, когда подавляется строб-эффект, а также увеличивать добротность интерферометра. Кроме того, спектральная ширина монохроматического излучения должна быть много меньше ширины аппаратной функции ИФП, в противном случае нужно использовать свёртку аппаратной функции ИФП со спектром анализируемого электромагнитного излучения. Отметим тот факт, что повышение частоты модуляции уменьшает влияние строб-эффекта, но не подавляет его полностью, если  $T_\tau[\Omega(m_1 - m_2)]/\pi$  близко к целому числу.

Проведённый анализ позволяет сделать следующие выводы. Узкополосное лазерное излучение на выходе тестируемого модулятора, пропущенного через ИФП, представляет собой узкий одиночный пик в свободном спектральном интервале. Спектральная ширина одиночного пика определяется добротностью интерферометра, а амплитуда пика пропорциональна мощности лазерного излучения. В случае модулированного по фазе или амплитуде светового излучения помимо центрального пика появляется несколько спектральных пиков меньшей амплитуды, расположенных симметрично вокруг центрального. Расстояние по частоте от центрального пика до одного из боковых равно частоте модуляции, а амплитуда боковых пиков по отношению к амплитуде центрального зависит от глубины модуляции, типа модуляции (по амплитуде или фазе), а также от типа отклика модулятора (линейного или квадратичного) на приложенное к модулятору переменное напряжение и, наконец, от скорости сканирования спектра интерферометра. Таким образом, анализируя спектр на выходе ИФП, можно найти все ключевые параметры тестируемого модулятора.

**Модельный эксперимент.** Для проверки возможности адекватного измерения параметров ЭО-модуляторов с помощью ИФП был проведён модельный эксперимент с использованием лазеров с непрерывным стабильным излучением и высоким качеством пучка [7]. Линейно-поляризованное монохроматическое излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 632,8 нм (был выбран коротковолновый вариант, поскольку полуволновое управляющее напряжение ЭО-модуляторов снижается с укорочением длины волны) в соответствии с паспортными условиями эксплуатации пропускалось через электрооптический модулятор МЛ-102, к которому подводился электрический радиочастотный сигнал с час-

тотой  $\Omega/2\pi = 55$  МГц. Используемая в эксперименте частота модуляции была выбрана в радиочастотной спектральной области, где оба метода (традиционный радиотехнический и предложенный спектральный) работают одинаково хорошо. Это позволило контролировать результаты тестирования модулятора, полученные с помощью ИФП.

Прошедшее через модулятор излучение пропускалось через вырожденный конфокальный ИФП с расстоянием между зеркалами  $d = 150$  мм и областью дисперсии  $\Omega_f/2\pi = c/(4d) = 500$  МГц. Одно из зеркал было закреплено на пьезокерамическом элементе типа ПП-1. Сканирование ИФП осуществлялось подачей на пьезокерамический элемент напряжения синусоидальной формы с частотой 50 Гц. На выходе ИФП был установлен фотодетектор на основе кремниевого фотодиода с  $T \sim 10$  мкс, что на два порядка превышает наибольший период осциллирующих членов в выражении (5). Соотношение  $\Omega T \gg 1$  обеспечивало надёжное подавление искажений регистрируемого спектра за счёт быстрого убывания фактора  $\sin((m_1 - m_2)\Omega T/2)/((m_1 - m_2)\Omega T/2)$ .

Сигнал с фотодатчика отображался на экране осциллографа, развёртка которого была синхронизована со сканирующим напряжением ИФП. На рис. 2 приведены осциллограммы спектра лазерного излучения, прошедшего через сканирующий ИФП при выключенном (рис. 2, *a*) и включённом (рис. 2, *b*) радиочастотных сигналах. Из рисунка видно, что при отсутствии модуляции наблюдается лишь одна спектральная компонента  $I(\omega)$ , соответствующая спектру одночастотного лазерного излучения. Ширина компоненты равна ширине аппаратной функции ИФП (порядка 10 МГц). При включении модулирующего напряжения на осциллограмме появляются три пика: несмещённый центральный  $I(\omega)$ , два одинаковых боковых сателлита  $I(\omega \pm \Omega)$  меньшей амплитуды. Кроме того, на рис. 2, *b* можно рассмотреть ещё два сателлита  $I(\omega \pm 2\Omega)$  с амплитудами на уровне шума. Незначительный рост нулевой линии в сигнале обусловлен остаточной наводкой на регистрирующий фотоприёмник.

Из соотношения амплитуд пиков  $I(\omega \pm \Omega)/I(\omega) = 0,626$  на рис. 2, *b* глубина фазовой модуляции была вычислена согласно (10) и составила  $\approx 0,37\pi$ . Эта величина не зависит от наличия или отсутствия поляризатора между модулятором и ИФП и хорошо соответствует отношению амплитуды переменного напряжения на модуляторе к полуволновому напряжению, равному  $72 \text{ В}/210 \text{ В} \approx 0,34$ . При регистрации амплитудной модуляции непосредственно высокочастотным фотоприёмником с осциллографом анализатор устанавливался параллельно поляризации входного излучения. Измеренное отношение минимальной

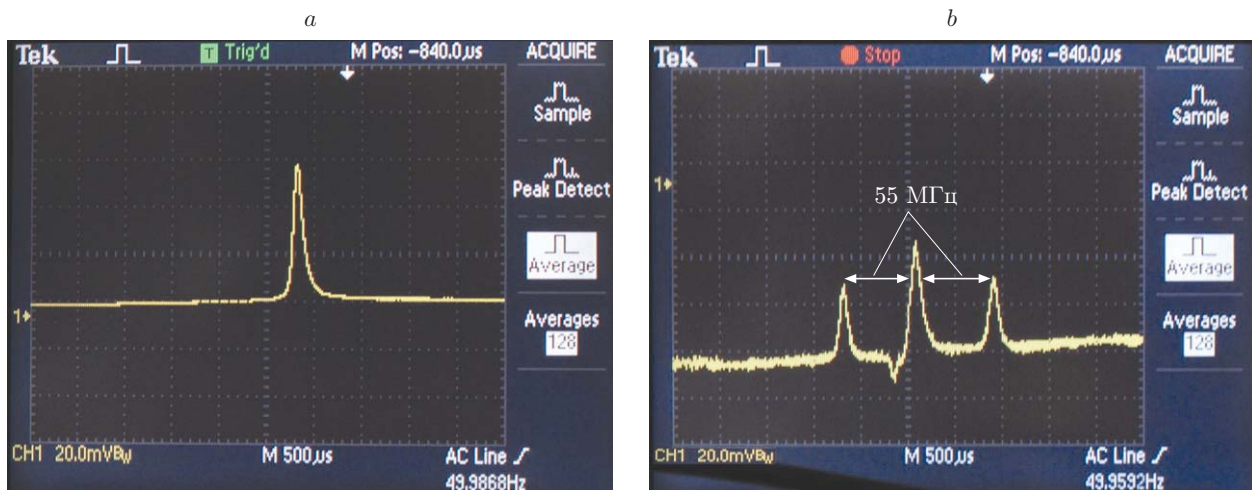


Рис. 2. Осциллограммы спектров лазерного излучения, прошедшего через ИФП: при отсутствии модуляции (*a*) и при наличии амплитудной модуляции (*b*)



интенсивности к максимальной составило  $\approx 0,80$ , что удовлетворительно соответствует пересчётам глубины фазовой модуляции, определённой с помощью ИФП ( $\sin^2(0,37\pi) \approx 0,84$ ) и амплитуд напряжений на модуляторе ( $\sin^2(72\pi/210) \approx 0,78$ ).

**Заключение.** В представленной работе экспериментально показана возможность использования интерферометра Фабри — Перо для тестирования модуляторов оптического излучения. Приведённый теоретический анализ демонстрирует тот факт, что детекторы на базе ИФП будут пригодны при частотах модуляции в интервале от 10 до 100 ГГц и выше [8], т. е. там, где применение радиотехнических методов чрезвычайно затруднено или вообще невозможно. При очень высоких частотах модуляции следует использовать ИФП с миллиметровыми или меньше миллиметра расстояниями между зеркалами. Предложенный метод значительно упрощает реализацию анализатора и способа тестирования.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chen D., Fetterman H. R., Chen A. et al.** Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators // Appl. Phys. Lett. 1997. **70**, Is. 25. P. 3335–3337.
2. **Huang H., Nuccio S. R., Yue Y. et al.** Broadband modulation performance of 100-GHz EO polymer MZMs // Journ. Lightwave Technol. 2012. **30**, Is. 23. P. 3547–3652.
3. **Ma J., Li Y.** A full-duplex multiband access radio-over-fiber link with frequency multiplying millimeter-wave generation and wavelength reuse for upstream signal // Opt. Commun. 2015. **334**. P. 22–26.
4. **Han J., Seo B.-J., Kim S. K. et al.** Single-chip integrated electro-optic polymer photonic RF phase shifter array // Journ. Lightwave Technol. 2003. **21**, Is. 12. P. 3257–3261.
5. **Wang W. T., Liu J. G., Sun W. H. et al.** Multi-band local microwave signal generation based on an optical frequency comb generator // Opt. Commun. 2015. **338**. P. 90–94.
6. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 713 с.
7. **Атутов С. Н., Сорокин В. А.** Газоразрядный He—Ne-лазер с длиной волны 1,52 мкм для телекоммуникационных систем // Автометрия. 2015. **51**, № 6. С. 3–11.
8. **Варданян В. А.** Модуляция излучения лазерного диода многоканальными цифровыми ТВ-сигналами 64-QAM и 256-QAM // Автометрия. 2015. **51**, № 6. С. 12–16.

*Поступила в редакцию 8 февраля 2016 г.*