

Исследования показали, что дифференциальный доплеровский измеритель скорости с волоконными световодами может найти успешное применение в задачах, где его использование выгодно отличает от применения обычных ЛДА, в частности в натуральных экспериментах и в мутных потоках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лисицын В. Н., Орлов В. А., Фомин Ю. Н., Чеботаев В. П. Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и частиц.— В кн.: Труды III Всесоюз. совещ. «Экспериментальные методы и аппаратура по исследованию турбулентности». Новосибирск: Изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
2. Евсеев А. Р. Лазерный доплеровский измеритель скорости со световодом.— Автоматика, 1982, № 3.
3. Дубнищев Ю. Н., Ринкявичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 3 июня 1985 г.

УДК 621.376.52

Г. А. КОЛЧИНА, Е. В. ПАДУСОВА, А. В. ПУГОВКИН,
А. А. СИРОКЛИН

(Томск)

ДИНАМИКА ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

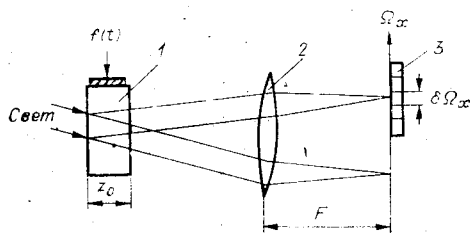
Акустооптические (АО) устройства [1] перспективны при обработке сложных сигналов, среди которых наиболее распространенными являются сигналы с частотной модуляцией (ЧМ). Однако до настоящего времени исследование законов изменения частоты ЧМ-сигналов с помощью АО-устройств производилось лишь путем регистрации мгновенных пространственных спектров [2—4]. Временные же зависимости сигналов на выходе АО-устройств при воздействии ЧМ-радиосигналов практически не изучены. Вместе с тем исследование переходных процессов в АО-процессорах (АОП) при прохождении сложных, например, фазоманипулированных сигналов [5] показывает возможность применения их характеристик для распознавания вида и основных параметров сигнала. В связи с этим в данной работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований переходных процессов в АОП при прохождении через них ЧМ-сигналов.

Теоретическое исследование прохождения линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов через АОП. Рассмотрим одноканальный АОП, работающий в режиме дифракции Брэгга (рис. 1). Напряженность дифрагированного светового поля в выходной плоскости процессора $E(\Omega_x, t)$ рассчитываем как функцию пространственной частоты и времени, пользуясь спектральным подходом, согласно которому [6]

$$E(\Omega_x, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) G(\Omega, \Omega_0, \Omega_x) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (1)$$

где $F(\Omega)$ — спектр входного сигнала $f(t)$; $R((\Omega - \Omega_x)/v)$ — функция спектрального окна процессора; $G(\Omega, \Omega_0, \Omega_x) = \exp(-i\beta(z_0/2)) \times \sin(\beta(z_0/2))/\beta(z_0/2)$ — множитель, учитывающий особенности брэгговской дифракции; $\beta = \Omega/kv^2((\Omega - \Omega_0)/2 + \Omega_x - \Omega_0)$; $\Omega_0 = -2\pi(2vn/\lambda)\sin\theta$ — частота максимального брэгговского взаимодействия; $\Omega_x = (w_x - k\sin\theta)v$ — независимая переменная в выходной плоскости процессора, приведенная к размерности круговой временной частоты Ω и смещенная так, что на-

Рис. 1. Одноканальный АО-анализатор спектра:
1 — АО-модулятор; 2 — линза; 3 — фотоприемник



чало отсчета лежит в точке фокусировки недифрагированного луча и соответствует случаю $\Omega = 0$; ω_x — пространственная частота; v — скорость звука; n — показатель преломления вещества модулятора; λ — длина волны света; $k = 2\pi/\lambda$; Θ — угол падения светового луча; z_0 — длина акустооптического взаимодействия.

Согласно выражению (1) зависимость выходного отклика в точке Ω_x от времени соответствует прохождению сигнала через эквивалентный фильтр с частотной характеристикой $R(\Omega)$ и центральной частотой Ω_x . Поскольку элемент фотоприемника не является точечным и занимает область $\Delta\Omega_x$ вдоль оси Ω_x , сигнал на его выходе находится как

$$e(\Omega_{xi}, t) = \int_{\Omega_{xi}-\Delta\Omega_x/2}^{\Omega_{xi}+\Delta\Omega_x/2} |E(\Omega_x, t)|^2 d\Omega_x. \quad (2)$$

В последующих расчетах фотоприемник полагается безынерционным с тем, чтобы выделить инерционные свойства АОП в чистом виде.

Рассмотрим прохождение в АОП линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала

$$f(t) = \begin{cases} \exp\left[i\left(\Omega_c + \frac{W}{T}t\right)\right], & |t| \leq \frac{T}{2}; \\ 0, & |t| > \frac{T}{2}, \end{cases} \quad (3)$$

где Ω_c — несущая частота; W — девиация частоты.

Основное внимание обратим на влияние функции и размеров спектрального окна $R(\Omega)$, брэгговских условий дифракции на форму выходного отклика. Сначала найдем отклик фильтра для точечного фотоприемника с центральной частотой Ω_x , считая характеристику фильтра прямоугольной:

$$R(\Omega) = \begin{cases} 1, & |\Omega| \leq \Delta\Omega/2; \\ 0, & |\Omega| > \Delta\Omega/2. \end{cases}$$

Для сигнала с большой базой ($WT \gg 2\pi$) его амплитудный спектр аппроксимируем прямоугольной функцией, а фазовый — параболической:

$$F(\Omega) = |F(\Omega)| \exp(i\varphi(\Omega));$$

$$|F(\Omega)| = \begin{cases} F_0, & |\Omega - \Omega_c| \leq W/2; \\ 0, & |\Omega - \Omega_c| > W/2; \end{cases}$$

$$\varphi(\Omega) = -\frac{1}{2} \frac{\Delta T}{W} (\Omega - \Omega_c)^2;$$

$$E(\Omega_x, t) = F_0 \int_{\Omega_x - \Delta\Omega/2}^{\Omega_x + \Delta\Omega/2} \exp\left[i\frac{T}{2W}(\Omega - \Omega_c)^2 + i\Omega t\right] d\Omega = \\ = F_0 \sqrt{\frac{2\pi W}{T}} \{C(z_+) - C(z_-) - i[S(z_+) - S(z_-)]\}.$$

Здесь $C(z)$, $S(z)$ — интегралы Френеля:

$$z_{\pm} = \sqrt{\frac{T}{2\pi W}} \left[\Omega_x \pm \frac{\Delta\Omega_x}{2} - \left(\Omega_c + \frac{Wt}{T} \right) \right].$$

Анализ (3) показывает, что отклик фильтра с центральной частотой Ω_x

будет максимален, когда мгновенная частота сигнала $\Omega_c + (W/T)t$ находится вблизи значения Ω_x , т. е. в момент времени $t_{отк} = (\Omega_x - \Omega_c)T/W$. Тогда $z_{\pm} \approx \pm \sqrt{T/\pi W} \Delta\Omega_x/2$, и амплитуда отклика слабо зависит от времени в течение отрезка $\Delta t_{отк} = \Delta\Omega_x T/W$. Это означает, что на выходе фильтра возникает сигнал, фаза которого изменяется по квадратичному закону $\exp(iWt^2/2T)$, а амплитуда остается постоянной в пределах отрезка времени $\Delta t_{отк}$. За пределами этого отрезка значение отклика мало.

Таким образом, комплексная амплитуда дифрагированного поля будет описывать часть исходного ЛЧМ-сигнала, средняя частота которого равна Ω_x , а длительность в $W/\Delta\Omega_x$ меньше длительности исходного сигнала. По мере прохождения ЛЧМ-сигнала через апертуру модулятора отклик будет появляться в различных точках на оси Ω_x . Максимальное и минимальное значения определяют границы изменения мгновенной частоты сигнала, а время, за которое отклик пройдет это расстояние, равно его длительности T .

С практической точки зрения наибольший интерес представляет случай, когда функция входного окна аппроксимируется кривой Гаусса

$$R(\Omega) = \sqrt{\pi} r \exp\left[-\frac{(\Omega - \Omega_x)^2 r^2}{2v^2}\right],$$

где r — радиус пучка.

Выходной отклик анализатора спектра на прохождение ЛЧМ-сигнала здесь может быть получен численным интегрированием выражений (1) и (2). Типичные формы отклика для фильтра на основе точечного фотоприемника приведены на рис. 2 для $z_0 = 1$ см, $n = 2,5$. При расчете использовались безразмерные параметры:

$$\gamma_c = \Omega_c \pi r / v, \quad \gamma_x = \Omega_x \pi r / v, \quad \gamma_0 = \Omega_0 \pi r / v, \quad \gamma_w = Wr / 2v, \quad \tau = vt / \pi r.$$

Рис. 2 иллюстрирует влияние скорости перестройки частоты на характер переходных процессов для случая $\gamma_x = \gamma_0$ (кривые 1—3) и $\gamma_x \neq \gamma_0$ (кривая 4). При девиациях (кривая 1), значительно меньших полосы пропускания фильтра, с характеристикой $R(\Omega)$ вершина функции $E(t)$ описывает центральную часть функции $R(\Omega)$, а ее скаты характеризуют процессы вхождения ЛЧМ-сигнала в апертуру модулятора. По мере увеличения γ_w длительность отклика уменьшается, частотная характеристика $R(\Omega)$ видна более отчетливо, однако на скатах появляются выбросы. Причина их появления — уширение мгновенного пространственного спектра на стадии вхождения сигнала. При расстройке ($\gamma_x \neq \gamma_0$) характер переходного процесса не меняется, однако максимум отклика

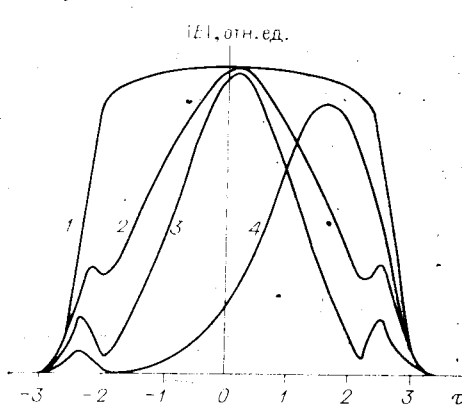


Рис. 2. Форма отклика АОП с точечным фотоприемником при $\gamma_0 = \gamma_c = 105\pi$ для значений параметров: $\gamma_w = 0,2\pi$ (1), $0,8\pi$ (2), $1,2\pi$ (3, 4); $\gamma_x = -105\pi$ (1—3), $105,3\pi$ (4)

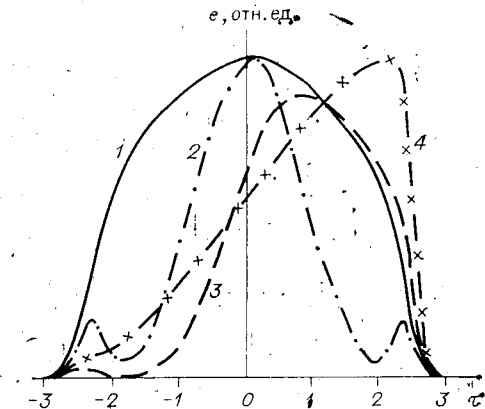


Рис. 3. Форма отклика на выходе АОП с учетом конечного размера фотоприемника при $\gamma_c = 105\pi$, $\gamma_w = 1,2\pi$ для различных значений параметров: $\gamma_0 = 105\pi$ (1, 3, 4), $105,5\pi$ (2); $\gamma_x = 105\pi$ (1, 2), $105,25\pi$ (4), $105,5\pi$ (3); $\beta = 0$ (1), π (2—4)

смещен во времени, его форма становится асимметричной, а положение выбросов остается прежним. Расчеты показывают, что в пределах полосы пропускания АО-модулятора значение амплитуды выбросов не превышает -10 дБ от значения основного максимума. Учет конечного размера фотоприемника проводился путем усреднения откликов точечных фильтров согласно выражению (2). Некоторые кривые, иллюстрирующие основные закономерности переходных процессов для случая, когда $\gamma_w = 1,6\pi$, приведены на рис. 3, где β и $\gamma_{\text{ц}}$ — размер фотоприемника и положение его центра в относительных единицах. С увеличением размера окна фотоприемника отклик уширяется, с появлением расстроек $\gamma_c \neq \gamma_x$ и $\gamma_c \neq \gamma_0$ форма импульса становится асимметричной, для разных γ_x момент появления максимума отклика различен. Выбросы на переднем и заднем фронтах импульса существенно сглаживаются и уменьшаются по амплитуде.

Анализ полученных теоретических результатов показывает, что особенности переходных процессов в АОП при прохождении в нем частотно-модулированных сигналов могут быть использованы для измерения их основных характеристик. Заметим также, что данное устройство может служить частотным детектором, так как скаты частотной характеристики фильтра преобразуют частотную модуляцию в амплитудную. Особенно характерно это проявляется при прохождении через АОП импульсных сигналов с частотной манипуляцией.

Экспериментальные результаты. Экспериментальная проверка теоретических расчетов проводилась на установке, собранной согласно рис. 1. В качестве ЛЧМ-сигнала $f(t)$ использовался сигнал специально разработанного имитатора ЛЧМ-сигнала, построенного по принципу частотной модуляции отражательного клистронного генератора К-52 с последующим преобразованием частоты. Имитатор обеспечивал девиацию частоты не менее 30 МГц со скоростью перестройки, меняющейся в пределах $0-10$ МГц/мкс. Нелинейность изменения частоты не превышала 1% во всем диапазоне. Имитатор работал в различных режимах: 1) импульсный с ЛЧМ-заполнением $T = 10$ мкс; 2) импульсный с симметричным ЛЧМ-заполнением (СЛЧМ); 3) импульсный с частотной манипуляцией внутри импульса.

В качестве оптического квантового генератора использовался лазер ЛГ-79, распределение интенсивности света в апертуре светового пучка которого было близко к гауссовской кривой. Акустооптический модулятор выполнен на кристалле TeO_2 с эффективностью дифракции 50% при СВЧ-мощности 1 Вт. Полоса пропускания АОП менялась в пределах $0,5-4,5$ МГц. Огибающие откликов снимались с экрана осциллографа

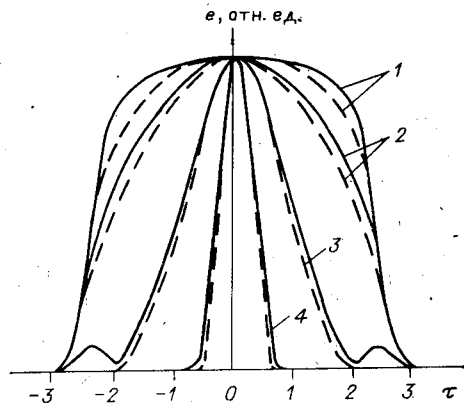


Рис. 4. Форма сигнала на выходе АОП при прохождении импульсного ЛЧМ-сигнала при $\gamma_0 = \gamma_c = 105\pi$, $\gamma_w = 0,25\pi$ (1), $0,5\pi$ (2), $1,25\pi$ (3), $12,5\pi$ (4):

сплошные линии — теоретические, штриховые — экспериментальные

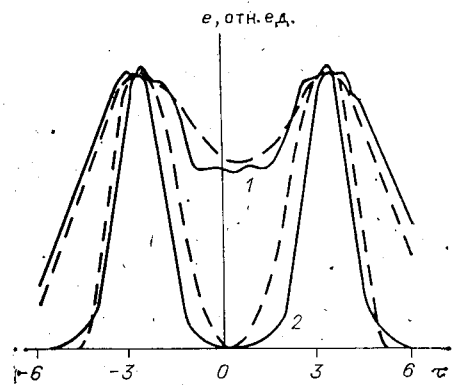


Рис. 5. Форма отклика АОП при прохождении импульсного сигнала с СЛЧМ при $\gamma_w = 0,4\pi$ (1), $1,3\pi$ (2):

сплошные линии — теоретические, штриховые — экспериментальные

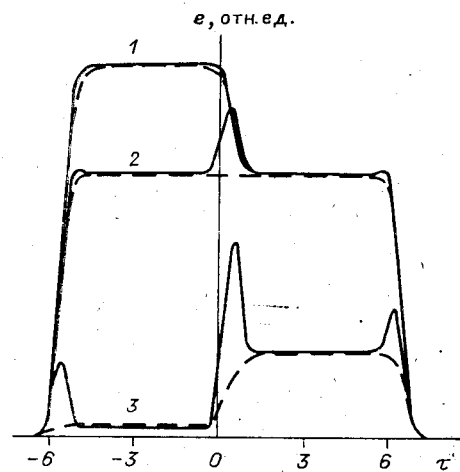


Рис. 6. Форма отклика АОП при прохождении импульсных сигналов с частотной манипуляцией при $\gamma_0 = 50\pi$:

$$\begin{aligned} \gamma_{c1} = \gamma_0, \gamma_{c2} = \gamma_0 \pm 0,15\pi \quad (1); \gamma_{c1} = \gamma_0 + 0,15\pi, \\ \gamma_{c2} = \gamma_0 - 0,15\pi \quad (2); \gamma_{c1} = \gamma_0 + 0,3\pi, \gamma_{c2} = \\ = \gamma_0 - 0,45\pi \quad (3) \end{aligned}$$

С1-20, включенного на выходе одноканального фотоприемника. На рис. 4—6 приведены результаты сравнения теоретических и экспериментальных результатов прохождения различного вида ЧМ-сигналов через АОП. На рис. 4 показано хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов при прохождении импульсных ЛЧМ-сигналов через АОП. Рис. 5 и 6 иллюстрируют прохождение СЛЧМ и сигналов с частотной манипуляцией через АОП. Особенностью их прохождения является раздвоение отклика СЛЧМ-сигнала, искажение его формы при больших девиациях частоты и характерный «разлом» импульса при частотной манипуляции, если частоты несимметричны относительно центральной частоты фильтра. В этих случаях также наблюдается хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

Заключение. Широкое использование частотно-модулированных и частотно-манипулированных сигналов во всех областях радиотехники связано с необходимостью создания устройств, позволяющих производить быстрое измерение их параметров. Проведенная работа может служить теоретической базой разработки акустооптических устройств, предназначенных для этой цели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов.— Л.: Наука, 1978.
2. Mc Mahon D. H. Wideband pulse compression Via Brillouin scattering in the Bragg Limit.— Proc. IEEE, 1967, v. 55, N 9, p. 1602—1612.
3. Егоров Ю. Ф., Наумов К. П. Акустооптический демодулятор частотно-модулированных сигналов.— В кн.: Вопросы анализа и синтеза радиосигналов и их обработки. Рязань, 1976.
4. Васильев Ю. Г., Карпов Ю. С., Смирнов Л. П. Оптико-акустический демодулятор сигналов с частотной модуляцией.— Техника средств связи. Сер. ОТ, 1979, кн. 4.
5. Пуговкин А. В., Краковский В. А., Колчина Г. А. Акустооптический демодулятор фазоманипулированных сигналов.— Радиотехника и электроника, 1984, т. XXIV, № 10.
6. Пуговкин А. В. К теории брэгговских акустооптических анализаторов спектра.— Автометрия, 1981, № 3.

Поступила в редакцию 18 марта 1985 г.