

ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА

УДК 621.317.373 : 543.422

Ю. В. ПОПОВ
(Ленинград)

К ТЕОРИИ ФАЗОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА В ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ

Описан принцип работы двухлучевого фотометра, оптико-электронная измерительная цепь которого построена на основе фазометрического метода. Рассмотрены некоторые вопросы теории метода и даны расчетные соотношения для шкалы прибора. Показаны преимущества фазометрического метода в сравнении с методом, основанным на нулевой оптической компенсации.

Принцип фазометрического метода измерения отношения двух световых потоков

К настоящему времени наибольшее развитие в фотометрических приборах получил так называемый метод с нулевой оптической компенсацией. Однако, несмотря на ряд своих преимуществ, этот метод имеет и весьма существенные недостатки:

однодиапазонность метода, обусловленная наличием механического нуля-органа — фотометрического компенсатора или диафрагмы;

сложность изготовления фотометрических компенсаторов с малым и линейным перепадом по плотности ($\Delta D \leq 0,15$);

малое быстроедействие из-за наличия сервосистемы передвижения компенсатора;

усложнение конструкции прибора при осуществлении дистанционной записи показаний из-за введения дополнительного реохорда, который механически связывается с компенсатором;

трудность регулировки чувствительности в условиях эксплуатации прибора;

влияние на усилитель сервосистемы шумов приемника и гармоник модулирующей частоты, что требует повышенной фильтрации и тем самым усложнения усилителя.

Фазометрический метод в отличие от метода с нулевой оптической компенсацией является чисто электрическим методом для измерения отношения интенсивностей световых пучков. Он свободен от указанных недостатков. Впервые предложенный в СССР [1], этот метод не получил должного развития и не нашел применения ни в одном промышленном фотометре. Однако несомненна перспективность метода, особенно для

приборов в видимой и ультрафиолетовой областях, где простота измерительной цепи может удачно сочетаться с простотой оптики. Принципиально метод может быть применен в любом участке оптического спектра — от ультрафиолетового до инфракрасного.

Принцип фазометрического метода получения отношения двух световых потоков заключается в измерении сдвига фаз между некоторым опорным напряжением $U_{оп}$ и напряжением сигнала U_c , пропорциональным интенсивности результирующего светового пучка P_c , возникающего при сложении на общем фотоприемнике двух световых пучков — пучка, проходящего через кювету с эталонным образцом $P_{эт}$ и пучка, проходящего через кювету с исследуемым образцом $P_{обр}$.

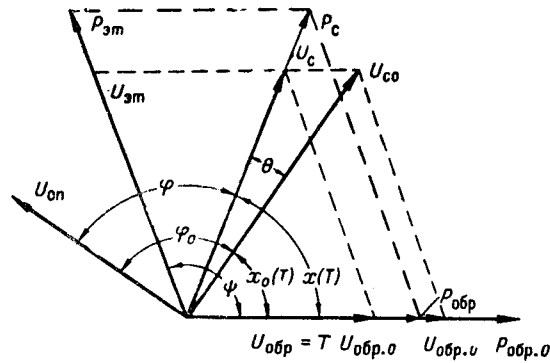


Рис. 1.

Эти пучки модулируются с одной и той же частотой Ω , но со сдвигом по фазе на некоторый угол ψ ($180^\circ > \psi > 0^\circ$) и направляются на один фотоприемник. На рис. 1 представлена векторная диаграмма, поясняющая изложенный метод. На этой диаграмме световые пучки от двух каналов оптической схемы условно изображены векторами $P_{эт}$ и $P_{обр}$. Первые гармоники напряжений на фотоприемнике, пропорциональные этим пучкам, соответственно изображены векторами $U_{эт}$ и $U_{обр} \cdot U_c$ — первая гармоника результирующего или измеряемого сигнала. T ($T \leq 1$) — спектральное пропускание исследуемого образца, которое вызывает изменение фазового сдвига между $U_{оп}$ и U_c .

В технике спектрального анализа через T выражают отношение $\frac{P}{P_0}$, где P_0 — интенсивность излучения, входящего в исследуемый образец; P — интенсивность излучения, выходящего из образца. Пропускание измеряется в относительных единицах или в процентах и может изменяться от 1 (100%) до 0 (0%).

Начальный фазовый сдвиг между напряжениями $U_{оп}$ и $U_{со}$ на векторной диаграмме обозначен φ_0 ($\varphi_0 = 90^\circ$). Установление 90-градусного сдвига (квадратуры) между двумя заданными напряжениями предполагает применение фазометрической измерительной цепи с квадратурным детектором на выходе. Целесообразность применения фазового детектирования следует из того, что этот метод является наиболее чувствительным из всех других и может быть использован как в двухканальных системах с непосредственным отсчетом фазы, так и в компенсационных измерителях фазы с введением эталонного сдвига фаз.

При малых приращениях разности фаз $\Theta = \varphi_0 - \varphi$, или, что аналогично, при малых изменениях пропускания T метод фазового детектирования обеспечивает весьма высокую разрешающую способность (минуты, доли минуты) и относительно постоянную погрешность [2, 3]. При измерении фазовых приращений в диапазоне звуковых и ультразвуковых частот метод обеспечивает погрешность порядка $0^\circ 10'$ [4].

В оптических приборах, работающих с модуляцией на фиксированной, обычно низкой частоте, погрешность измерения фазового сдвига может быть получена еще ниже, т. е. порядка $0^\circ 4'$.

Теоретические предпосылки фазометрического метода и вывод основных расчетных соотношений

Модуляция световых пучков в оптических приборах осуществляется чаще всего таким образом, что на фотоприемнике получается периодический импульсный сигнал, по форме близкий к прямоугольной.

Результирующий сигнал на фотоприемнике в этом случае будет иметь сложную импульсную форму, так как он образуется путем сложения двух периодических прямоугольных сигналов, сдвинутых по фазе на угол ψ . Нас будет интересовать выделение из периодической функции, заданной таким сигналом, первой гармоники и в основном ее фазовая характеристика.

Очевидно, любой сложный периодический сигнал может быть представлен в виде суммы элементарных гармонических сигналов, действующих при $-\infty < t < +\infty$. Это представление, как известно, осуществляется с помощью ряда Фурье, который может быть описан в тригонометрической или комплексной формах [5]:

$$\begin{aligned} s(t) &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n \Omega_1 t + b_n \sin n \Omega_1 t) = \\ &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} |A_n| \cos(n \Omega_1 t - \psi_n); \end{aligned} \quad (1)$$

$$s(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{in \Omega_1 t}. \quad (2)$$

Структура частотного спектра определяется двумя характеристиками — амплитудной и фазовой, т. е. модулем и аргументом комплексной амплитуды

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{t_1}^{t_2} s(t) e^{-in \Omega_1 t} dt. \quad (3)$$

Напомним еще две теоремы о спектрах импульсов [6]. Во-первых, следует отметить, что преобразование Фурье линейно, поэтому спектр суммы равен сумме спектров. Во-вторых, при запаздывании или вообще при смещении функции по шкале времени амплитудный спектр ее остается неизменным, изменяется лишь фазовая характеристика спектра.

Теперь рассмотрим периодическую последовательность прямоугольных импульсов, представленную на рис. 2 (E — амплитуда импульсов; τ — длительность).

Найдем амплитуды косинусоидальной и синусоидальной составляющих n -й гармоники (см. рис. 2, а) [5]:

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{+\frac{\tau}{2}} E \cos n \Omega_1 t dt = \frac{2E}{\pi n} \sin \frac{n \Omega_1 \tau}{2}; \quad (4)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{+\frac{\tau}{2}} E \sin n \Omega_1 t dt = 0.$$

Амплитуду (модуль) и фазу (аргумент) n -й гармоники определим из следующих уравнений:

$$|A_n| = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} = a_n = \frac{2E}{\pi n} \sin \frac{n \Omega_1 \tau}{2};$$

$$\psi_n = \operatorname{arctg} \frac{b_n}{a_n} = 0. \quad (5)$$

При ином выборе начала отсчета времени (см. рис. 2, б), т. е. при смещении функции по шкале времени на $t = \frac{\tau}{2} = \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2}$, будем иметь следующее.

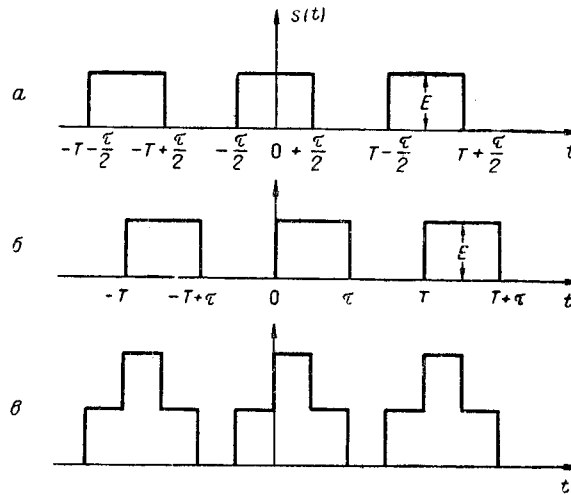


Рис. 2.

При использовании комплексной формы ряда Фурье с помощью формулы (3) получаем комплексную амплитуду:

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} E e^{-in \Omega_1 t} dt = \frac{E}{\pi n} [\sin n \Omega_1 \tau - i(1 - \cos n \Omega_1 \tau)]. \quad (6)$$

Из выражения (6) находим модуль и фазу n -й гармоники:

$$|A_n| = \frac{E}{\pi n} \sqrt{(\sin n \Omega_1 \tau)^2 + (1 - \cos n \Omega_1 \tau)^2} = \frac{2E}{\pi n} \sin \frac{n \Omega_1 \tau}{2};$$

$$\psi_n = \operatorname{arctg} \frac{1 - \cos n \Omega_1 \tau}{\sin n \Omega_1 \tau} = \frac{n \Omega_1 \tau}{2}. \quad (7)$$

Из выражений (5) и (7) очевидно, что амплитуда первой гармоники в обоих случаях (а, б), как и следовало ожидать, остается без изменений, т. е.

$$|A_1| = \frac{2E}{\pi} \sin \frac{\Omega_1 \tau}{2} = \frac{2E}{\pi}. \quad (8)$$

Фазовая характеристика спектра при смещении функции по шкале времени изменяется. Причем при изменении фазы исходного сигнала на ψ° фаза первой гармоники тоже изменяется на ψ° , а фаза каждой высшей гармонической составляющей — на $n\psi^\circ$ (n — порядок гармоники), что следует из выражения (7). После соответствующих подстановок определяем фазовый угол первой гармоники:

$$\psi_1 = \frac{\Omega_1 \tau}{2} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{T} \frac{T}{2} = \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

Из выражений (5) и (7) непосредственно вытекает принцип фазового усиления, состоящий в умножении частоты напряжений, между которыми определяют сдвиг фаз. В результате трансформации частоты фазовый сдвиг возрастает в n раз — число, равное коэффициенту умножения частоты.

При сложении двух периодических импульсных сигналов, сдвинутых по фазе на угол ψ , на фотоприемнике получается результирующий (измеряемый) сигнал сложной импульсной формы (см. рис. 2, в). Первая гармоника результирующего сигнала, равная сумме двух гармонических величин с одной и той же частотой, очевидно, тоже является гармонической величиной с той же частотой.

Фаза первой гармоники результирующего сигнала в каждый момент времени (при постоянном сдвиге фаз исходных сигналов) будет определяться отношением амплитуд сигналов, а при постоянной амплитуде одного из сигналов ($U_{э\tau}$) — только изменением амплитуды другого сигнала ($U_{обр}$). Амплитуда последнего изменяется вследствие изменения пропускаемого исследуемого образца. Изменение фазы первой гармоники результирующего сигнала относительно фазы опорного сигнала, т. е. приращение разности фаз, на векторной диаграмме (см. рис. 1) обозначено Θ .

Выведем аналитическую зависимость угла Θ от изменения пропускаемого T и других параметров.

На основании изложенного можно записать:

$$\begin{aligned} u_{обр}(t) &= |U_{обр}| \sin \Omega_1 t = |U_{обр.о}| T \sin \Omega_1 t; \\ u_{э\tau}(t) &= |U_{э\tau}| \sin (\Omega_1 t + \psi). \end{aligned} \quad (10)$$

Первую гармонику результирующего сигнала определяем из выражения [7]:

$$\begin{aligned} u_c(t) &= |U_{обр.о}| T \sin \Omega_1 t + |U_{э\tau}| \sin (\Omega_1 t + \psi) = \\ &= |U_c| \sin [\Omega_1 t + x(T)], \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\operatorname{tg} x(T) = \frac{\sin \psi}{\frac{|U_{обр.о}|}{|U_{э\tau}|} T + \cos \psi}.$$

Фазовый угол первой гармоники, пропорциональный интенсивности результирующего светового пучка, найдем из выражения

$$x(T) = \operatorname{arctg} \frac{\sin \psi}{mT + \cos \psi}, \quad (12)$$

где $m = \frac{|U_{\text{обр.о}}|}{|U_{\text{эт}}|} = \frac{P_{\text{обр.о}}}{P_{\text{эт}}}$ — отношение начальных амплитуд первых гармоник или соответственно начальных (без исследуемого образца) интенсивностей пучков.

На основании векторной диаграммы, принимая во внимание (12), можно записать следующее уравнение для угла Θ :

$$\Theta = \varphi_0 - \varphi = x(T) - x_0(T) = \operatorname{arctg} \frac{\sin \psi}{mT + \cos \psi} - \operatorname{arctg} \frac{\sin \psi}{m + \cos \psi}. \quad (13)$$

Характер уравнения $\Theta = f(T, \psi, m)$ определяет шкалу прибора.

На рис. 3 приведены расчетные графики зависимости угла Θ от изменения пропускания T для разных значений ψ и m . Конкретный выбор

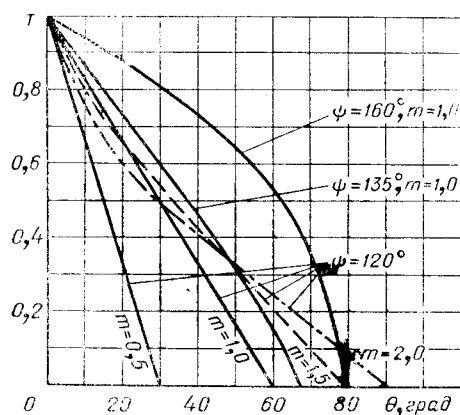


Рис. 3.

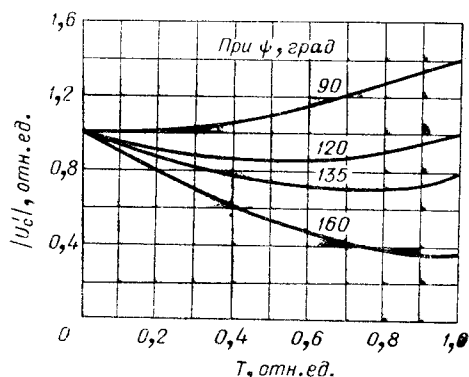


Рис. 4.

тех или иных значений ψ и m необходимо увязывать с экспериментально снятой зависимостью пропускания от концентрации для анализируемого продукта. В случае линейного характера изменения пропускания из-за концентрации C целесообразно выбирать $\psi = 120^\circ$, $m \leq 1$. При этом шкала прибора также будет практически линейной. В случае больших концентраций зависимость $C = f(T)$ в большинстве случаев имеет нелинейный характер. Тогда для линеаризации шкалы прибора целесообразно выбирать $\psi \leq 120^\circ$, $m > 1$. Из представленных графиков очевидно также, что при выборе $\psi \geq 160^\circ$ можно получить весьма высокую разрешающую способность (чувствительность) при измерении T .

Из принципа фазометрического метода следует, что при изменении пропускания T будет изменяться не только фазовый сдвиг между измеряемым и опорным напряжениями, но одновременно будет изменяться и амплитуда первой гармоники измеряемого сигнала. Аналитически эта зависимость выражается следующим уравнением [7]:

$$|U_c| = \sqrt{|U_{\text{эт}}|^2 + |U_{\text{обр}}|^2 + 2|U_{\text{эт}}||U_{\text{обр}}|\cos \psi}, \quad (14)$$

или

$$|U_c'| = \sqrt{1 + m^2 T^2 + 2mT \cos \psi},$$

где

$$|U'_c| = \frac{|U_c|}{|U_{\text{эТ}}|}; \quad \frac{|U_{\text{обр}}|}{|U_{\text{эТ}}|} = \frac{|U_{\text{обр.о}}| T}{|U_{\text{эТ}}|} = mT.$$

При $\psi = 90^\circ$ выражение (14) примет вид

$$|U'_c| = \sqrt{1 + m^2 T^2}, \quad (15)$$

при $\psi = 120^\circ$ соответственно

$$|U'_c| = \sqrt{1 + m^2 T^2 - mT}. \quad (16)$$

Найденные по этим уравнениям значения амплитуды первой гармоники в относительных единицах в зависимости от изменения пропускания T для нескольких значений ψ при $m=1$ представлены графически на рис. 4. Из графиков очевидно, что от выбора величины угла ψ зависит как начальное значение амплитуды первой гармоники (при $T=1$), так и характер ее изменения от пропускания T . И то и другое важно знать при разработке электронной фазоизмерительной цепи фотометрического прибора. С точки зрения минимума вносимой в измерение погрешности из-за амплитудной нестабильности измеряемого сигнала, оптимальным является выбор $\psi = 120^\circ$.

Выводы

При измерении малых изменений пропускания, или малых фазовых углов, и при необходимости повысить точность измерений фазометрический метод позволяет осуществить фазовое усиление, так как увеличение измеряемого угла в n раз при неизменном пороге чувствительности фазометрического устройства эквивалентно такому же уменьшению относительной погрешности измерения.

Фазометрический метод дает возможность получить весьма высокую чувствительность по пропусканию (T) при высокой точности измерения этого параметра. При $\psi = 160^\circ$ (см. рис. 3) изменение пропускания на 0,01 (в интервале от $T=1$ до $T=0,75$) вызывает изменение фазового сдвига на $1^\circ 36'$. Измерение этого угла с погрешностью до $4'$ позволяет измерить пропускание T с погрешностью до $4 \cdot 10^{-4}$.

В отличие от всех известных методов и схем построения двухлучевых оптических приборов фазометрический метод путем соответствующего выбора параметров ψ и m позволяет производить линеаризацию или растягивание шкалы прибора, если пропускание нелинейно зависит от концентрации (при больших концентрациях).

Применение в фазоизмерительной цепи в качестве выходного устройства квадратурного фазового детектора, обладающего способностью выделять сигнал из «шумов», помогает значительно увеличить порог чувствительности электронных усилителей [8]. Это особенно важно для канала измеряемого напряжения, где уровень входного сигнала с фотоприемника может быть низким.

Быстродействие системы при использовании фазометрического метода в отличие от метода с нулевой оптической компенсацией не ограничено ни наличием механически движущихся частей, ни применением цепей обратных связей.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Дианов-Клоков. Быстродействующий автоматический спектрофотометр-приставка к спектрографу.— Заводская лаборатория, 1955, № 3.
2. В. П. Ковалев. Измерение разности фаз (обзор).— Приборы и техника эксперимента, 1958, № 2.
3. И. К. Поздняков. К вопросу применения суммарно-разностного метода измерения разности фаз.— Труды НИИ ГКСМРЭ, вып. 1 (29), 1958.
4. С. Н. Розанов. Фазометр звуковых и ультразвуковых частот повышенной точности.— Труды НИИ ГКСМРЭ, вып. 1 (29), 1958.
5. И. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. Изд. 2. М., Изд-во «Советское радио», 1964.
6. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. Изд. 4. М., Физматгиз, 1962.
7. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. Справочник по математике. Изд. 5. М., Гостехиздат, 1955.
8. К. Б. Карандеев, Л. Я. Мизюк. Классификация и свойства электронных указателей переменного тока.— Научные записки Ин-та машиноведения и автоматики АН УССР. Вопросы автоматики и измерительной техники, т. IV, № 3, 1955.

*Поступила в редакцию
24 апреля 1965 г.,
после переработки —
22 июля 1965 г.*