

АНАЛОГОВЫЕ И ЦИФРОВЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

УДК 621.317.326

М. С. РОЙТМАН

(Томск)

ТЕОРИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Фотоэлектрический преобразователь (ФП), представляющий собой сочетание маломощной миниатюрной лампочки накаливания (L) и фоторезистора (ФР), является элементом, сочетающим ряд весьма ценных качеств, основными из которых являются: линейность для мгновенных значений напряжений как входного, так и выходного сопротивлений; высокий коэффициент передачи; возможность вводить в один ФП несколько ФР и, следовательно, иметь несколько управляемых цепей; практически полная развязка цепей; способность работать в широком диапазоне частот, вплоть до сотен мегагерц; малая зависимость параметров от температуры окружающей среды. Это удачное сочетание свойств ФП делает его очень перспективным элементом измерительной техники и автоматики и позволяет наиболее просто и эффективно решать обширный круг задач [1—3 и др.].

В общем случае выходная цепь ФП состоит из L и последовательно соединенного сопротивления R (рис. 1, *a*). Входной величиной ФП могут быть напряжение U или ток I , или мощность P , а выходной — проводимость фоторезистора Y_{ϕ} или фототок I_{ϕ} . На рис. 1, *b* приведена функциональная схема ФП, согласно которой он состоит из входного и выходного «блоков», преобразующих соответственно электрическую энергию в тепловую и энергию светового излучения — в изменение проводимости ФР, а также «блока» промежуточного преобразования тепловой энергии в световое излучение.

Дифференциальное уравнение для L может быть получено из условия баланса подводимой и рассеиваемых мощностей.

Учет параметров внешней цепи, влияния колбы, охлаждения тела накала держателями и начальных условий приводит к следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} & c_p(T) k_{\pi} m l_{\Sigma, c}(T) \frac{dT}{dt} + \pi \sigma d g a_F(T) l_{\Sigma \phi}(T) T^{\alpha_F(T)-4} [T^4 - (\xi T + T_0)^4] + \\ & + 2,2 d^{3/2} a_{\lambda}(T) (1 - k_2) T^{\alpha_{\lambda}(T)-1} (T - T'_0) + \Delta P_{\lambda} = \frac{U^2 b_R(T) T^{\alpha_R}}{[R + b_R(T) T^{\alpha_R}]^2}; \quad (1a) \\ & \tau_2 \frac{d\Delta P_{\lambda}}{dt} + \Delta P_{\lambda} = k_2 2,2 d^{3/2} a_{\lambda}(T) T^{\alpha_{\lambda}(T)-1} (T - T'_0); \quad (1б) \\ & M_c C_c k_{\pi} \frac{d\xi T}{dt} + S_3 \sigma a_F(T) (\xi T)^{\alpha_F(T)-4} (\xi T + T_0)^4 \sim a P_F - P_h, \quad (1в) \end{aligned} \right.$$

где первый член уравнения (1а) — мощность, затрачиваемая на изменение теплосодержания нити (тела накала Л); второй — мощность излучения (P_F); сумма третьего и четвертого — мощность, отводимая держателями (P_K); пятый — мощность, подводимая к Л; $c_p(T)$ — удельная теплоемкость тела накала; m — его удельная масса (на единицу длины); k_n — коэффициент перехода от калории к джоулю; $l_{э,с}(T)$ — эффективная длина нити по теплосодержанию; σ — постоянная Стефана — Больц-

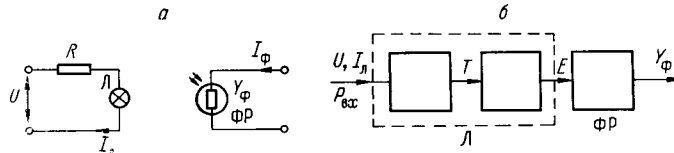


Рис. 1.

мана; d — диаметр нити; g — коэффициент излучения спирали [4]; T_0 — температура внешней среды; $a_F(T) T^{\alpha_F(T)-4}$ — интегральный коэффициент излучения вольфрама [$a_F(T)$ и $\alpha_F(T)$ даны в табл. 1]; $l_{эф}(T)$ — эффективная длина нити для излучения; $a_n(T)$, $\alpha_n(T)$ — коэффициенты (см. табл. 1);

$$2, 2d^{3/2} a_n(T) T^{\alpha_n(T)-1} (T - T_0) = P_n = \lambda(T) \frac{\pi d^2 (T - T_n')}{2 [l - l_{э,т}(T)]},$$

где $\lambda(T)$ — теплопроводность нити; $l_{э,т}(T)$ — эквивалентная длина по температуре; $b_R T^{\alpha_R} = R_n(T)$ — сопротивление Л; τ_2 — постоянная времени передачи тепла от нити к держателям:

$$(\tau_2 \sim \frac{[l - l_{э,т}(T)]^2 C_p(T) q}{4\lambda(T)};$$

q — удельная плотность); k_2 — коэффициент ($k_2 < 1$); M_c , C_c — средняя эквивалентная масса и теплоемкость стекла; $S_э$ — эквивалентная площадь излучения колбы; a — коэффициент поглощения колбой мощности излучения P_F ; ξ — коэффициент (его следует определять экспериментально, а не из (1в)); P_K — мощность, рассеиваемая колбой путем конвекции в окружающую среду; T_0' — температура держателей. Анализ показывает, что мощностью, отводимой от нити газовой средой в мало-мощных Л накаливания, можно пренебречь. Система (1) определяет как статические, так и динамические свойства Л.

Вольт-амперная и температурная характеристики ламп накаливания. При температурах $T > 600^\circ \text{K}$ влияниями колбы и температурой внешней среды в стационарном режиме можно пренебречь и систему (1) записать следующим образом:

$$b_F(T) T^{\alpha_F(T)} + b_n(T) T^{\alpha_n(T)} = I_n^2 b_R(T) T^{\alpha_R}. \quad (2)$$

Анализ показывает, что от высоких температур вплоть до 800°K уравнение (2) может быть аппроксимировано в виде

$$b_э T^{\alpha_э} \approx I_n^2 b_R T^{\alpha_R}, \quad (3)$$

где $\alpha_э \approx 4$, $\alpha_R \approx 1, 2$, $b_э \approx \text{const}$, $b_R \approx \text{const}$. Отсюда

$$T = \left(\frac{b_R}{b_э} \right)^{\frac{1}{\alpha_э - \alpha_R}} I_n^{\frac{2}{\alpha_э - \alpha_R}} \approx \left(\frac{b_R}{b_э} \right)^{0,35} I_n^{0,71}, \quad (4)$$

$$U_n = I_n R_n(T) = \left(\frac{b_R}{b_э} \right)^{\frac{\alpha_э}{\alpha_э - \alpha_R}} I_n^{\frac{\alpha_э + \alpha_R}{\alpha_э - \alpha_R}} = a_I I_n^n, \quad (5)$$

Таблица 1

$T^{\circ}\text{K}$	α_F	α_d	a_F	a_d
800	5,83	1,05 ⁶	$3,53 \cdot 10^{-7}$	$6,82 \cdot 10^{-2}$
900	5,73	1,271	$6,82 \cdot 10^{-7}$	$1,61 \cdot 10^{-2}$
1000	5,65	1,564	$1,175 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
1200	5,49	2,682	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$7,682 \cdot 10^{-7}$
1400	5,34	3,138	$6,63 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-8}$
1600	5,20	3,10	$2,99 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$
1800	5,06	3,02	$8,4 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$
2200	4,81	2,92	$4,83 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$
2400	4,71	2,92	$4,93 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$

$$\text{где } n = \frac{\alpha_3 + \alpha_R}{\alpha_3 - \alpha_R} = 1,86.$$

Статическое и динамическое сопротивления Л равны:

$$R_L = a_I I^{n-1}; \quad R_{Л,д} = nR_L.$$

Экспериментальная проверка большого числа Л показала, что показатель нелинейности n с вероятностью 95% лежит в интервале $1,70 < n < 2$. При тем-

пературах ниже 900°K начинает преобладать влияние P_L , α_3 снижается и n увеличивается, достигая максимального значения $(2 \div 2,5)$ при $T \sim 600^{\circ}\text{K}$. Дальнейшее снижение T приводит к уменьшению n до 1. В связи с весьма резкой зависимостью яркости нити v от силы тока I_L вблизи порога «зажигания» ($b = kI_L^{100}$) [5] удобно эту точку на характеристиках Л выбирать в качестве реперной. Температура «зажигания» $T_3 \approx 940^{\circ}\text{K}$ и у Л с «длинной» витой нитью ей соответствуют $I_3 = (0,25 \div 0,35) I_{\text{ном}}$ и $U_3 \sim 0,15U_{\text{ном}}$. Нормированные статические характеристики Л можем записать так:

$$\frac{U_L}{U_{Л,3}} \left(\frac{I_L}{I_{Л,3}} \right)^{1,86}; \quad (6)$$

$$\frac{T}{T_3} = \left(\frac{I_L}{I_{Л,3}} \right)^{\frac{2}{\alpha_3 - \alpha_R}} = \left(\frac{I_L}{I_{Л,3}} \right)^{0,71}. \quad (7)$$

Температурную характеристику Л в общем виде можно найти из уравнения

$$b_3 T^{\alpha_3} = \frac{U^2 b_R T^{\alpha_R}}{(R + b_R T^{\alpha_R})^2}.$$

Относительный коэффициент передачи звена (для медленных приращений входного напряжения) равен

$$k_L = \frac{\Delta T/T}{\Delta U/U} = \frac{2}{\alpha_3 + \alpha_R} \frac{R_L - R}{R_L + R}. \quad (8)$$

Передачная функция Л и входное сопротивление цепи. Для малых относительных изменений входного напряжения можно говорить о передачной функции ω_T^U лампы накаливания. В общем случае для цепи с Л структурная схема в соответствии с системой уравнений (1) принимает вид, данный на рис. 2, где k_1 — статический коэффициент передачи Л при разомкнутых обратных связях 2 и 3:

$$k_1 = \frac{k_L}{2} = \frac{1}{\alpha_3 + \alpha_R} \frac{R_L - R}{R_L + R},$$

где τ_1 — постоянная времени тела накала Л с учетом влияния сопротивления R входной цепи; τ_2 , $k_{2ст}$ — постоянная времени и статический коэффициент передачи тепла держателям; τ_3 , k_3 — постоянная времени и статический коэффициент передачи колбы. Передачная функция равна

$$W_T^U(p) = \frac{\frac{\Delta T}{T}(p)}{\frac{\Delta U}{U}(p)} = \frac{2 \frac{k_1}{\tau_1 p + 1}}{1 + \frac{2k_1}{\tau_1 p + 1} \left(\frac{k_{2\text{ст}}}{\tau_2 p + 1} - \frac{k_3}{\tau_3 p + 1} \right)} =$$

$$= \frac{2k_1(\tau_2 p + 1)(\tau_3 p + 1)}{(\tau_1 p + 1)(\tau_2 p + 1)(\tau_3 p + 1) + 2k_1 k_{2\text{ст}}(\tau_3 p + 1) - 2k_1 k_3(\tau_2 p + 1)}. \quad (9)$$

Учитывая связь $\frac{\Delta R_L}{R_L}(p) = \alpha_R \frac{\Delta T}{T}(p)$, легко получить передаточную функцию для сопротивления Л $W_R^U(p)$. Тщательная экспериментальная

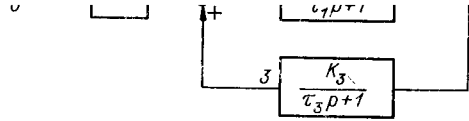


Рис. 2

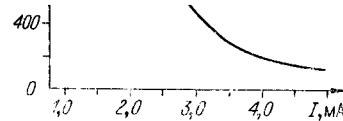


Рис. 3.

проверка переходных процессов [6] подтверждает правильность математической модели Л и ее передаточной функции.

Переходная характеристика на рис. 3 дает общее представление об изменении температуры нити. В начальный момент температура относительно быстро растет до некоторого максимального значения (1-й этап), затем она падает до определенной величины (2-й этап) и в дальнейшем медленно возрастает, стремясь к установившемуся значению (3-й этап). Эти этапы при соответствующих скоростях развертки даны на рис. 4—6 (цена временной метки 10 мс, 1 с, 10 с, а цена деления по оси ординат 28, 1,5 и 1,5 мВ соответственно). Экспериментально полученные характеристики можно использовать для определения коэффициентов передаточной функции Л. В большинстве практических случаев допустимо пользоваться упрощенной моделью Л (без обратных связей 2 и 3) и передаточной функцией

$$W_T^U(p) \approx \frac{2k_1}{1 + p\tau_1} = \frac{k_L}{1 + p\tau_L}. \quad (10)$$

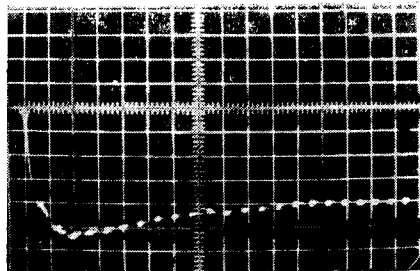


Рис. 4.

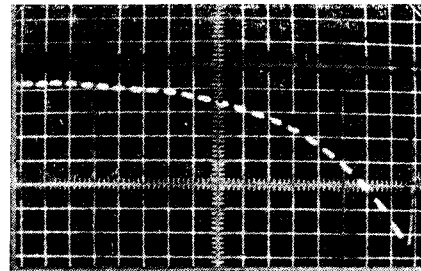


Рис. 5.

Из анализа системы (1) получается следующее выражение для τ_1 :

$$\tau_1 = \tau_L = \frac{C_p(T) k_{ng} \frac{\pi d^2}{4} l_{3,c}(T)}{b_F(T) \alpha_F(T) T^{\alpha_F(T)-1} + b_L(T) (1 - k_2) \alpha_L(T) T^{\alpha_L-1}} \times \frac{1}{1 + \frac{\alpha_R}{\alpha_3} \frac{R_L - R}{R_L + R}} \quad (11)$$

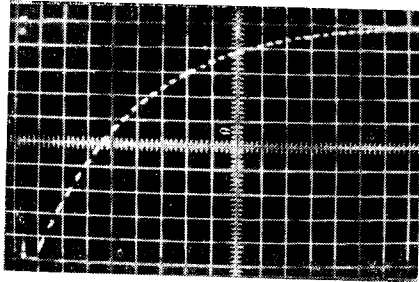


Рис. 6.

Для интервала температур выражение (11) может быть переписано:

$$\tau_L = \frac{b_m}{b_3^1} \frac{1}{T^{\alpha_3^1-1}} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_R}{\alpha_3} \frac{R_L - R}{R_L + R}}, \quad (12)$$

где $\alpha_3^1 > \alpha_3$, так как $(1 - k_2) < 1$. В диапазоне температур $T > 900^\circ \text{K}$ $4 < \alpha_3^1 < 5$ и поэтому удовлетворительные аппроксимации экспериментальных зависимостей $\tau_L(T)$ получались как при $\alpha_3^1 = 4$ [7], так и при $\alpha_3^1 = 5$ [8]*. Используя (12) и (7),

можно получить нормированные характеристики для Л

$$\frac{\tau_L}{\tau_{L,3}} = \left(\frac{T}{T_3}\right)^{-(\alpha_3^1-1)} \approx \left(\frac{T}{T_3}\right)^{-3} \approx \left(\frac{I}{I_3}\right)^{-2,2} \approx \left(\frac{U_L}{U_{L,3}}\right)^{-1,2}. \quad (13)$$

Анализ (11) показывает, что при $T \leq 900^\circ \text{K}$ α_3^1 снижается. При определенной температуре T_n ($600^\circ \text{K} < T_n < 800^\circ \text{K}$) τ_L достигает максимума и с дальнейшим уменьшением T начинает снижаться (уменьшается $l_{3,c}(T)$, $\alpha_3^1 \rightarrow \alpha_L$). Этот важный факт немонотонности $\tau(T)$ был впервые установлен нами. Результаты экспериментальных исследований одной из ламп типа НСМ 6×20 , выполненных В. П. Зибаловым, приведены на рис. 7. Близкие данные получаются и при определении τ_L по (11) на вычислительной машине.

Полное входное сопротивление цепи $R - R_L$ (инкрементный импеданс) малым изменениям входного напряжения для упрощенной модели Л в операторной форме равно**

$$Z_{\text{вх.дин}}(p) = \frac{\Delta U(p)}{\Delta I(p)} = \frac{(R + R_{\text{ло}})(\tau_L p + 1)}{\tau_L p + 1 - \frac{2\alpha_R (R_L + R)}{R_L \left[\alpha_3 + \alpha_R \frac{R_L - R}{R_L + R} \right]}}, \quad (14)$$

где $R_{\text{ло}}$ — сопротивление лампы в рассматриваемой точке.

Нелинейное смещение температуры тела накала и нелинейные искажения в цепи на переменном токе в области низких частот. На низких частотах вследствие конечной величины инерционности тела нака-

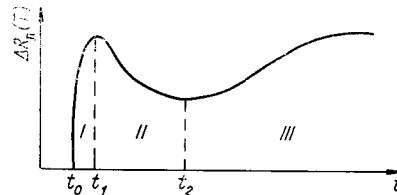


Рис. 7.

* Тщательные экспериментальные исследования показали, что реальное значение α_3^1 ближе к 4. Интересно, что при больших скачках температуры α_3^1 увеличивается ($\alpha_3^1 \rightarrow \alpha_F$, так как увеличивается k_2). Этот факт экспериментально был впервые обнаружен К. С. Gupta и М. Satyam [9].

** Подробный анализ динамического входного сопротивления цепи с Л дан в [7].

ла температура Л «подслеживает» за формой кривой мощности. Из-за нелинейности цепи возникают нелинейное смещение температуры и нелинейные искажения. Для их определения необходимо решать систему уравнений (1) при синусоидальном напряжении на входе, что может быть сделано только численными методами на ЭВМ. Однако при определенных, вполне допустимых для качественного анализа упрощениях удается найти аналитическое решение*.

Используя уже принятые нами упрощения и обозначения, можем написать

$$b_m \frac{dT}{dt} + b'_3 T^{\alpha'_3} = \frac{(U_m \sin \omega t)^2 b_R T^{\alpha_R}}{(R + b_R T^{\alpha_R})^2}. \quad (15)$$

В первом приближении можно предположить, что температура нити меняется согласно зависимости [13]:

$$T = T_{cp} - T_2 \cos(2\omega t + \varphi_n),$$

где T_{cp} — температура нити, определяемая средним значением мощности; T_2 — амплитуда пульсации температуры вокруг T_{cp} ; ω — частота приложенного напряжения

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} U_m \sin \omega t; \quad U_m = \text{const};$$

φ_n — фазовый сдвиг, обусловленный инерционностью тепловых процессов в Л. Подставив предполагаемое решение в (15) и считая, что имеет место неравенство $T_2 \ll T_{cp}$, при выполнении которого правомочно ограничиться лишь первыми двумя членами разложения в ряд, получим

$$\begin{aligned} & b_m 2\omega T_2 \sin(2\omega t + \varphi_n) + b'_3 T_{cp}^{\alpha'_3} - \alpha'_3 b'_3 T_{cp}^{\alpha'_3 - 1} T_2 \cos(2\omega t + \varphi_n) \approx \\ & \approx \frac{1}{2} U_m^2 (1 - \cos 2\omega t) \frac{b_R T_{cp}^{\alpha_R} \left[1 - \alpha_R \frac{T_2}{T_{cp}} \cos(2\omega t + \varphi_n) \right]}{\left\{ R + b_R T_{cp}^{\alpha_R} \left[1 - \alpha_R \frac{T_2}{T_{cp}} \cos(2\omega t + \varphi_n) \right] \right\}^2}. \end{aligned}$$

Для T_2 получаем после ряда преобразований сравнительно точное решение:

$$\begin{aligned} T_2 & \approx T_n \frac{1}{\alpha'_3 \left[1 + \frac{\alpha_R}{\alpha'_3} \left(\frac{R_n - R}{R_n + R} \right) \right]} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\omega\tau_n)^2}} \cos(2\omega t + \varphi_n) = \\ & = \frac{T_n}{4 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_n - R}{R_n + R} \right) \right]} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\omega\tau_n)^2}} \cos(2\omega t - \arctg 2\omega\tau_n), \quad (16) \end{aligned}$$

где T_n — установившееся значение температуры при условии, что мощность, выделяемая в Л на постоянном токе, и средняя мощность на переменном токе равны. Для нелинейного смещения температуры ΔT получаем приближенное решение:

$$\Delta T = T_{cp} - T_n \approx -T_n \frac{\alpha_R \left(\frac{R_n - R}{R_n + R} \right)}{32 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_n - R}{R_n + R} \right) \right] [1 + (2\omega\tau_n)^2]}. \quad (17)$$

* В известных работах [10, 11] оценка искажений проводилась для предельно упрощенного случая (пренебрегалось потерями на излучение), совершенно недопустимо для ФП. Попытка решения задачи была предпринята нами в [12], но, к сожалению, была допущена существенная ошибка.

Сопротивление L переменному току на низкой частоте описывается уравнением

$$R_L(t) = b_R T^{\alpha_R} = R_{no} \left\{ 1 - \frac{\alpha_R^2 \left(\frac{R_L - R}{R_L + R} \right)}{32 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_L - R}{R_L + R} \right) \right] [1 + (2\omega\tau_L)^2]} - \frac{\alpha_R}{4 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_L - R}{R_L + R} \right) \right] \sqrt{1 + (2\omega\tau_L)^2}} \cos(2\omega t + \varphi_L) \right\}. \quad (18)$$

Пульсация температуры нити с удвоенной частотой приводит к появлению на L напряжения 3-й гармоники, коэффициент которого равен

$$k_{3r} = \frac{R}{R + R_L} \frac{\alpha_R}{8 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_L - R}{R_L + R} \right) \right] \sqrt{1 + (2\omega\tau_L)^2}}. \quad (19)$$

Математическое описание фоторезисторов. Наиболее качественными серийно выпускаемыми ФР по чувствительности, стабильности параметров, линейности вольт-амперной характеристики являются сернисто-кадмиевые фоторезисторы СФ2-5. Кинетика фотопроводимости таких ФР имеет нелинейный характер. Приближенное дифференциальное уравнение фоторезистора имеет вид

$$\frac{dY_\Phi}{dt} + \varepsilon_2 Y_\Phi^2 = C_\Phi E^{\alpha_\Phi}, \quad (20)$$

где ε_2 — коэффициент рекомбинации; C_Φ — постоянная, определяемая свойствами материала и конструкцией фоторезистора; $\alpha_\Phi/2$ — коэффициент нелинейности световой характеристики.

В динамике описание ФР в виде (20) целесообразно только для изучения переходных характеристик. Для получения более точного математического описания в «малом» был использован метод экспериментальных частотных характеристик [8, 14]. Анализ логарифмической амплитудно-частотной характеристики (ЛАЧХ) показал, что передаточная функция ФР равна*

$$W_{\Phi P}(p) = k_{\Phi P} \frac{(\tau_{1\Phi} p + 1)}{(\tau_{2\Phi} p + 1)(\tau_{3\Phi} p + 1)}, \quad (21)$$

где $k_{\Phi P}$ — статический коэффициент передачи.

В табл. 2 приведены значения $\tau_{1\Phi}$ — $\tau_{3\Phi}$ для фоторезистора типа СФ2-5

Таблица 2					
I_L, mA	$E, \text{лк}$	$\tau_{1\Phi}, \text{с}$	$\tau_{2\Phi}, \text{с}$	$\tau_{3\Phi}, \text{с}$	$\tau_L, \text{с}$
10	6,9	0,26	0,37	0,054	0,063
11	14,6	0,10	0,15	0,025	0,043
13	19,8	0,05	0,066	0,014	0,027
15	133	0,02	0,03	0,009	0,021

* Расчетные выражения для отыскания по ЛАЧХ коэффициентов $\tau_{1\Phi}$, $\tau_{2\Phi}$, $\tau_{3\Phi}$ даны в [8].

бенно при определении критических коэффициентов, соответствующих границе устойчивости контура регулирования, необходимо применять (21). Когда же нас интересуют нелинейные смещения сопротивления, коэффициенты передачи звеньев с ФР и нелинейные искажения в области нижних частот, оправдано использование приближенной передаточной функции

$$W_{\text{ФР}}(p) = \frac{k_{\text{ФР}}}{p\tau_{\text{ФР}} + 1}. \quad (22)$$

Характеристики ФП. Согласно функциональной схеме ФП (см. рис. 1, б), фотоэлектрический преобразователь приближенно описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений (1), (20) и уравнением промежуточного звена

$$E = F(T, l). \quad (23)$$

Нахождение функции связи (23) представляет значительную трудность. Трудности резко снижаются, если измерять относительную величину освещенности ФР $E_{\text{отн}}$. Методика ее определения подробно изложена в [8], и здесь нет особого смысла ее приводить*.

В реальной конструкции ФП взаимное расположение Л и ФР не меняется ($l = \text{const}$) и (20), (23) целесообразно объединить в одно уравнение

$$\frac{1}{\varepsilon_2} \frac{dY_{\text{Ф}}}{dt} + Y_{\text{Ф}}^2 = F(T). \quad (24)$$

Функция $Y_{\text{Ф}}^2 = F(T)$ может быть получена из статических характеристик ФП.

Ом-амперная (сквозная) характеристика $[R_{\text{Ф}}(U, I_{\text{Л}}, P)]$ или $Y_{\text{Ф}}(U, I_{\text{Л}}, P)$ является основной статической характеристикой ФП. Она очень хорошо аппроксимируется выражением [7, 16, 17 и др.]

$$R_{\text{Ф}} = A_{\text{Ф}I} \exp\left(\frac{b_{\text{Ф}I}}{I_{\text{Л}}}\right), \quad (25)$$

где $A_{\text{Ф}I}$, $b_{\text{Ф}I}$ — коэффициенты; $b_{\text{Ф}I} = \frac{I_1 I_2}{I_2 - I_1} \ln \frac{R_{\text{Ф}1}}{R_{\text{Ф}2}}$; $I_2 > I_1$; $R_{\text{Ф}1} > R_{\text{Ф}2}$.

Выражение (25) применимо при работе Л в режиме заданного тока, а во всех прочих режимах

$$R_{\text{Ф}} = A_{\text{Ф}U} \exp\left(\frac{b_{\text{Ф}U}}{U}\right). \quad (26)$$

Весьма удобно пользоваться безразмерными коэффициентами, названными в [16, 17] относительными коэффициентами передачи ФП по току, напряжению и мощности:

$$k_I = \frac{\Delta Y_{\text{Ф}}/Y_{\text{Ф}}}{\Delta I_{\text{Л}}/I_{\text{Л}}} = - \frac{\Delta R_{\text{Ф}}/R_{\text{Ф}}}{\Delta I_{\text{Л}}/I_{\text{Л}}} = \frac{b_{\text{Ф}I}}{I_{\text{Л}}}; \quad (27)$$

$$k_U = \frac{- \frac{\Delta R_{\text{Ф}}}{R_{\text{Ф}}}}{\frac{\Delta U_{\text{Л}}}{U_{\text{Л}}}} = \frac{1}{n} k_I; \quad (28)$$

$$k_P = - \frac{\frac{\Delta R_{\text{Ф}}}{R_{\text{Ф}}}}{\frac{\Delta P}{P}} = \frac{1}{n+1} k_I. \quad (29)$$

* Это оправдано и тем, что в большинстве случаев целесообразнее пользоваться сквозными экспериментально полученными характеристиками.

В общем случае, когда последовательно с L включено сопротивление R ,

$$k_{\Phi\Pi} = \frac{\Delta Y_{\Phi} / Y_{\Phi}}{\Delta U / U} = \frac{k_U (\alpha_{\Phi} + \alpha_R)}{\alpha_{\Phi} - \alpha_R \left(\frac{R - R_L}{R + R_L} \right)}. \quad (30)$$

Из (27), (28) и (30) следует, что 1) в режиме заданного тока коэффициент передачи ФП больше, чем в режиме заданного напряжения; 2) максимальный коэффициент передачи ($k_I > 10$) наблюдается вблизи «тока зажигания», т. е. растет по мере уменьшения тока. Особенности сквозной статической характеристики ФП являются ее симметричность, наличие зоны нечувствительности и весьма резкая нелинейность. Зависимость $Y_{\Phi}(T)$, являющаяся промежуточной характеристикой ФП, может быть приближенно получена следующим образом.

Принимая за реперную точку (T_3, U_3) , находим температурную характеристику по формуле

$$T = T_3 \left(\frac{U_{\text{вх}}}{U_{\text{вх.3}}} \right)^{k_L}. \quad (31)$$

T_3 следует определять не по началу реагирования фоторезистора, а используя свойство человеческого глаза [5]. Зависимости $Y_{\Phi}(U)$ и $T(U)$ позволяют найти $Y_{\Phi}(T)$. Для малых и медленных во времени приращений температуры из соотношений (8), (30) получаем

$$\frac{\Delta Y_{\Phi}}{Y_{\Phi}} = \frac{k_{\Phi\Pi}}{k_L} \frac{\Delta T}{T} \quad (32)$$

и для ограниченного диапазона изменений температуры можем записать

$$Y_{\Phi} = A_T T^{\frac{k_{\Phi\Pi}}{k_L}}. \quad (33)$$

На основании (9) и (21) передаточная функция ФП равна

$$W_{\Phi\Pi}(p) = \frac{k_{\Phi\Pi} \frac{1}{(\tau_1 p + 1)}}{1 + \frac{2k_1}{\tau_1 p + 1} \left(\frac{k_{2\text{ст}}}{\tau_2 p + 1} - \frac{k_3}{\tau_3 p + 1} \right)} \frac{\tau_{1\Phi} p + 1}{(\tau_{2\Phi} p + 1)(\tau_{3\Phi} p + 1)}. \quad (34)$$

Во всех разомкнутых системах, а также в замкнутых системах авторегулирования, в которых имеются инерционные звенья, кроме ФП, допустимо ФП считать инерционным звеном 2-го порядка с передаточной функцией

$$W_{\Phi\Pi}(p) = \frac{\Delta Y_{\Phi}(p)}{\Delta U(p)} = \frac{k_{\Phi\Pi}}{(\tau_L p + 1)(\tau_{\text{эф}} p + 1)}. \quad (35)$$

В области низких частот при синусоидальном напряжении на входе ФП появляется составляющая проводимости фоторезистора $Y_{\Phi_2}(t)$, меняющаяся во времени с удвоенной частотой. Учитывая $Y_{\Phi_2}(t)/Y_{\Phi} \ll 1$, а также выражения (16), (32) и (35), получим:

$$\begin{aligned} \frac{Y_{\Phi_2}(t)}{Y_{\Phi}} &= \frac{\frac{k_{\Phi\Pi}}{k_L} \cos(2\omega t + \pi + \varphi_L + \varphi_{\Phi})}{4 \left[1 + \frac{\alpha_R}{4} \left(\frac{R_L - R}{R_L + R} \right) \right] \sqrt{1 + (2\omega\tau_L)^2} \sqrt{1 + (2\omega\tau_{\Phi})^2}} = \\ &= \frac{k_{\Phi\Pi}}{2} \frac{\cos(2\omega t + \pi + \varphi_L + \varphi_{\Phi})}{\sqrt{1 + (2\omega\tau_L)^2} \sqrt{1 + (2\omega\tau_{\text{эф}})^2}}; \quad (36) \\ \varphi_{\Phi} &= -\arctg 2\omega\tau_{\text{эф}}. \end{aligned}$$

При питании выходной цепи ФП переменным напряжением той же частоты, что и входная цепь, возникают нелинейные искажения в виде 3-й гармоники, коэффициент которой равен

$$k_{3г} \approx \frac{R_0}{R_0 + R_{\Phi}} \frac{k_{\Phi\Pi}}{4\sqrt{[1 + (2\omega\tau_{\text{л}})^2][1 + (2\omega\tau_{\text{эф}})^2]}}, \quad (37)$$

где R_0 — сопротивление, включенное последовательно с R_{Φ} . Нелинейное смещение проводимости ФР на низких частотах может быть оценено по формуле

$$\frac{\Delta Y_{\Phi}}{Y} = \frac{k_{\Phi\Pi}}{16[1 + (2\omega\tau_{\text{л}})^2]} \left[(k_{\Phi\Pi} - k_{\text{л}}) - \alpha_R \frac{R_{\text{л}} - R}{R_{\text{л}} + R} \right]. \quad (38)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. М. С. Ройтман, В. К. Жуков. Применение фотосопротивлений для стабилизации напряжений.— Автоматический контроль и методы электрических измерений. Труды II конференции. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
2. М. С. Ройтман. Применение фотоэлектрических преобразователей в измерительной технике.— Материалы семинара «Фотоэлектрическая автоматика». Л., 1969.
3. М. С. Ройтман, Ю. М. Фомичев, Э. И. Цимбалист. Источники калиброванного переменного напряжения.— Доклады научно-технической конференции по радиотехническим измерениям, т. II. СНИИМ, 1967.
4. А. П. Иванов. Электрические источники света. М.—Л., Госэнергоиздат, 1955.
5. А. И. Фюрстекберг. Лампочка накаливания как индикатор равенства токов в двух цепях и применение ее для точных электрических измерений.— Докл. АН СССР, 1945, т. 48, № 1.
6. В. П. Зибалов, М. С. Ройтман. О переходных характеристиках ламп накаливания.— Изв. ТПИ, 1971, т. 231.
7. Э. И. Цимбалист. Применение фотоэлектрических преобразователей в источниках калиброванного переменного напряжения. Реферат канд. дисс. Томск, 1967.
8. М. С. Ройтман, В. Ф. Аникин, Ю. М. Фомичев, В. Р. Цибульский, Э. И. Цимбалист, А. И. Крамнюк. Образцовые источники переменных напряжений. Отчет по НИР, № 68021571; № 68021579, В. М., ВИНТИ, 1969.
9. K. S. Gupta, M. Satyam. Some Transient Characteristics of Electrically Heated Tungsten Filaments.— Journal of Scientific Instruments, 1963, v. 40, № 5.
10. И. П. Пеленейченко, Д. Ф. Симбирский. Эффект смещения среднего температурного уровня при нагреве проводников переменным током.— Электричество, 1966, № 3.
11. М. А. Гольдштин. О нагреве тонкой проволоки переменным током.— Инженерно-физический журнал, 1962, № 9.
12. Б. А. Перминов, М. С. Ройтман, Э. И. Цимбалист. Компаратор переменного тока на фотоэлектрических преобразователях.— Автометрия, 1965, № 5.
13. В. Каннингхэм. Введение в теорию нелинейных систем. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
14. В. Ф. Аникин, М. С. Ройтман. Исследование динамики фотоэлектрических преобразователей.— Труды конференции по автоматизации производственных процессов. Алма-Ата, 1970.
15. В. Ф. Аникин. Разработка и исследование стабилизирующих устройств переменного напряжения с фотоэлектрическими преобразователями. Реферат канд. дисс. Томск, 1970.
16. М. С. Ройтман, Э. И. Цимбалист, А. И. Лысов. Фотоэлектрический преобразователь как управляемый элемент электрической цепи.— ИВУЗ, Приборостроение, 1966, № 6.
17. М. С. Ройтман, Б. А. Перминов, Э. И. Цимбалист, Н. П. Фефелов. Фотосопротивление и лампочка накаливания как управляемый элемент электрической цепи.— Изв. ТПИ, 1966, т. 141. Томск, ТГУ, 1966.

Поступила в редакцию
20 мая 1971 г.