

ПРОГРЕВ ЭЛЕМЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ СТЕРЖНЕВОГО ШУНТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Ю. А. КОРОЛЕНКО

(Представлено проф. докт. техн. наук Г. И. Фуксом)

В сообщении „К вопросу о тепловом расчете стержневых шунтов“ [6] были даны соотношения, позволяющие рассчитывать температурное поле стержневого шунта в стационарных условиях при прохождении через шунт постоянного тока. На основании этих соотношений можно показать, что в шунтах могут быть допущены весьма высокие объемные тепловыделения без превышения допустимых по ГОСТу 8042 - 56 [4] максимальных температур системы.

В то же время известно, что в момент включения в цепи создаются кратковременные скачки тока, превышающего номинальный в несколько (до 10 — 12) раз. Очевидно, что именно эти кратковременные, но очень значительные тепловыделения должны определять предел, до которого могут быть уменьшены размеры элементов сопротивления (стержней) шунта.

Исследование температурного поля шунта в период протекания экстратока является предметом настоящей работы.

При рассмотрении полагаем:

1. Сопротивление материала стержней (манганин) выше, чем сопротивление наконечников и шин (медь) в 25 — 35 раз. Поэтому считаем, что в период протекания экстратока тепло выделяется только в стержнях, не учитывая тепловыделения в шинах и наконечниках. Вследствие массивности и высокой теплопроводности наконечников температура их за короткий период действия экстратоков не успеет существенно измениться и может быть принята постоянной, равной первоначальной t_0 .

2. Теплоотдача от стержней шунта в окружающую среду — конвекцией и лучеиспусканием — определяется разностью температур между стержнями шунта и окружающей среды. За короткий период прогрева под действием экстратока эта теплоотдача не может быть значительной и в рассмотрении не учитывается.

3. Характер действия экстратока зависит от электрических параметров цепи шунта и для серийных шунтов, как правило, неизвестен. Поэтому ГОСТ 8042-56 предлагает считать экстраток постоянным по

величине и действующим в течение времени $\tau = \frac{50}{N^2}$ секунд [4].

Величина $N = \frac{I_{\max}}{I_n}$ дается ГОСТом в зависимости от I_n — номинального для шунта тока.

На основании изложенного, задача может быть сформулирована так.

Дан тонкий цилиндр длиной $2L$ и площадью поперечного сечения F . Начальная температура стержня равна t_0 . Внутри стержня дейст-

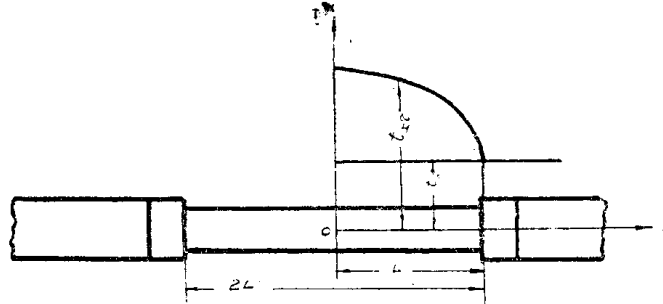


Рис. 1.

вует постоянный источник тепла с удельной мощностью $q_v = \frac{0,86N^2 I_n V_n}{2L \cdot F}$ ккал/м³ час. Тепло от стержня отводится только теплопроводностью в торцы, имеющие постоянную температуру t_0 . Боковую поверхность стержня полагаем изолированной. Требуется найти распределение температуры по длине стержня в любой момент времени. Математически задача описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau_{x\tau}} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{q_v}{c \gamma}, \quad (1)$$

$$t_{x0} = t_0, \quad (2)$$

$$t_{L\tau} = t_0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial t_{x\tau}}{\partial x_{x=0}} = 0. \quad (4)$$

Применив преобразование Лапласа вида

$$F(s) = \int_0^\infty T(xs) e^{-s\tau} d\tau \quad (\text{см. [2] [3]})$$

к системе уравнений 1 — 4, получим:

$$T''_{xs} - \frac{s}{a} \left(T_{xs} - \frac{t_0}{s} - \frac{q_v}{s^2 c \gamma} \right) = 0, \quad (5)$$

$$T_{Ls} = \frac{t_0}{s}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_{xs}}{\partial x_{x=0}} = 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (5) будет

$$T_{xs} = Ae^{\sqrt{\frac{s}{a}}x} + Be^{-\sqrt{\frac{s}{a}}x} + \frac{t_o}{s} + \frac{q_v}{s^2 c \gamma}. \quad (8)$$

Из условий (6) и (7) следует

$$A = B = -\frac{q_v}{s^2 c \gamma \left(e^{\sqrt{\frac{s}{a}}L} + e^{-\sqrt{\frac{s}{a}}L} \right)} \quad (9)$$

и решение уравнения (5) примет вид:

$$T_{xs} = \frac{q_v}{s^2 c \gamma} + \frac{t_o}{s} - \frac{q_v \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}x}{s^2 c \gamma \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}L}. \quad (10)$$

Применяя обратное преобразование Лапласа к двум первым членам уравнения (10), находим их оригиналы

$$L^{-1} \left(\frac{q_v}{s^2 c \gamma} \right) = \frac{q_v}{c \gamma} \tau, \quad (11)$$

$$L^{-1} \left(\frac{t_o}{s} \right) = t_o. \quad (12)$$

Для отыскания оригинала третьего члена уравнения (10) перепишем его в виде

$$\frac{q_v \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}x}{sc \gamma \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}L} \cdot \frac{1}{s}.$$

Первая часть комплекса есть отношение обобщенных полиномов. Применяя теорему разложения, находим:

$$L^{-1} \left(\frac{q_v \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}x}{sc \gamma \operatorname{ch} \sqrt{\frac{s}{a}}L} \cdot \frac{1}{s} \right) =$$

$$= \frac{q_v}{c \gamma} \tau - 2 \frac{q_v L^2}{\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\mu_n^3} \left(1 - e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau}{L^2}} \right) \cos \mu_n \frac{x}{L}, \quad (13)$$

где

$$\mu_n = (2n-1) \frac{\pi}{2}.$$

Уравнение температурного поля стержня шунта при прогреве теперь запишем так:

$$t_{x\tau} - t_o = 2 \frac{q_v L^2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\mu_n^3} \left(1 - e^{-\mu_n^2 \frac{a\tau}{L^2}} \right) \cos \mu_n \frac{x}{L}. \quad (14)$$

Подстановка граничных условий в (14) дает:

$$1. \text{ При } \tau = 0 \quad t_{x0} = t_o.$$

$$2. \text{ При } x = L \quad t_{L\tau} = t_o.$$

$$3. \frac{\partial t}{\partial x_{x=0}} = 0.$$

Можно показать, что при $x=0$ и $\tau=\infty$

$$t_{o\tau} - t_o = 0,5 \frac{q_v L^2}{\lambda}.$$

Последнее совпадает с известной формулой для перепада температур в плоской стенке при внутреннем тепловыделении [4,5].

Уравнение (14) представляет собой быстросходящийся ряд. Расчеты показывают, что даже при $x=0$ пренебрежение всеми членами ряда, кроме первого, вносит ошибку, не превосходящую 2 % в сторону увеличения результата. При этом упрощении уравнение (14) принимает вид

$$t_{o\tau} - t_o = 0,506 \frac{q_v L^2}{\lambda} \left(1 - e^{-2,47 \frac{a\tau}{L^2}} \right). \quad (15)$$

$$\text{Заменим в (14) и (15) } q_v = \frac{0,86 N^2 I_n V_n}{F \cdot 2L} \left[\frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \text{час}} \right] \text{ и } L = \frac{V_n}{2\rho i_n},$$

где $i_n = \frac{I_n}{F} \left[\frac{\text{А}}{\text{мм}^2} \right]$, уравнения примут вид:

$$t_{x\tau} - t_o = 215 \cdot 10^3 N^2 \frac{V_n^2}{\lambda \rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\mu_n^3} \left(1 - e^{-\mu_n^2 \frac{a\rho^2}{V_n^2} i_n^2 \tau} \right) \cos \mu_n \frac{x}{L}, \quad (14a)$$

$$t_{o\tau} - t_o = 110 \cdot 10^3 N^2 \frac{V_n^2}{\lambda \rho} \left(1 - e^{-9,88 \frac{a\rho^2}{V_n^2} i_n^2 \tau} \right). \quad (15a)$$

Из выражений (14a) и (15a) видно, что повышение температуры каждой точки стержня за период действия тока включения зависит только от удельной плотности тока

$$i_n = \frac{I_n}{F}, \left[\frac{\text{А}}{\text{мм}^2} \right]$$

в стержнях шунта.

По ГОСТу 8042-56 температура наиболее нагретой части сопротивления шунта класса 0,5 не должна превышать температуру окружающей среды больше, чем на 120°C.

Определенные из этого условия по уравнению (15a) максимальные значения плотности тока для шунтов различных типов класса 0,5 приведены в табл. 1.

При расчете принято:
 коэффициент температуропроводности манганина $\alpha = 20 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{час.}$;
 коэффициент теплопроводности манганина $\lambda = 20 \text{ ккал/м час град.}$;
 удельное сопротивление манганина $\rho = 0,5 \text{ ом. мм}^2/\text{м.}$

Таблица 1

J_n амперы	$N = \frac{J_{\max}}{J_n}$	$\tau = \frac{50}{N^2}$ секунды	$i_n \text{ А мм}^2 \text{ для шунтов с } \gamma_n$			
			45 $\mu\text{в}$	75 $\mu\text{в}$	100 $\mu\text{в}$	150 $\mu\text{в}$
0—500	10	0,5	4,05	93,91	4,09	3,90
500—2000	3	6	4,73	4,51	3,94	3,90
2000	1,5	22,3	—	6,02	4,59	4,24

Из таблицы видно, что для шунтов класса 0,5 плотность тока может быть без превышения допустимых значений температуры повышена с $1—2 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$ до $4 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$, что позволяет сократить объем элементов сопротивления шунта в $4 \div 16$ раз.

Заключение

Приведенное решение позволяет определять возможный перегрев элементов сопротивления шунтов при прогреве их током включения, на основании чего можно более обоснованно подходить к конструированию шунтов.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 8042-56 (Шунты калиброванные), Москва, 1956.
2. Лыков А. В. Теплопроводность нестационарных процессов, ГИТТЛ, М.-Л, 1948.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности, Москва, ГИТТЛ, 1952.
4. Михеев М. А. Основы теплопередачи, Москва, ГЭИ, 1956.
5. Гребер и Эрк. Основы учения о теплообмене, ГИТТЛ, 1936.
6. Короленько Ю. А. К тепловому расчету стержневых шунтов. Физика, № 3, 1959.
7. Buchholz. Besondere Probleme der erwärmung elektrischer Leiter. Zeitschrift für angew. Math. u. Mech. B. 9. H 4, 1929.