

Т. ТОМСОН

# КОММУТАЦИЯ ДИОДОВ В ЦЕПИ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ИНДУКТИВНОСТЬЮ

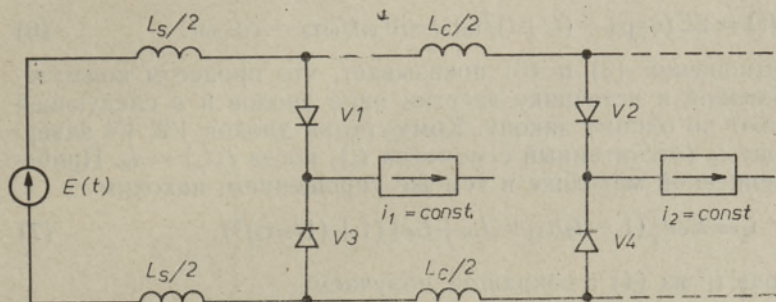
Т. ТОМСОН. DIODIDE KOMMUTATSIOON JAOTATUD INDUKTIIVSUSEGA AHELAS

Т. ТОМСОН. THE COMMUTATION OF DIODES IN A DISTRIBUTED-INDUCTIVITY CIRCUIT

(Представил И. Эпик)

Процессы коммутации подробно изучены в сосредоточенных индуктивно-вентильных цепях, однако представляют интерес и процессы коммутации в распределенных индуктивно-вентильных цепях. Такие цепи образуются например, при групповой работе преобразователей [1] от общего источника энергии в случае квазиобщей группы диодов.

Изучим процесс естественной коммутации на примере схемы замещения, показанной на рисунке. Цепь принимает такой вид при переключении плеч ведомого сетью преобразователя с любым числом фаз. При анализе прибегнем к следующим общепринятым упрощениям: коммутирующая ЭДС  $E(t)$  является гармонической, диодный вентиль аппроксимируется кусочно-линейной моделью с дифференциальным сопротивлением  $r_\theta$ , нагрузка имеет бесконечно большую индуктивность. Последнее упрощение с учетом принципа суперпозиции позволяет исключить из схемы замещения постоянную составляющую и считать начальные условия равными нулю.



В анализируемой цепи, которая может быть рассмотрена участками между соседними парами вентилей, первым всегда коммутирует диод, находящийся ближе к источнику энергии. Предположим, что перед началом коммутации ток проводят диоды  $V1, V2$  (рисунок). Если ток коммутирует с  $V1$  на  $V3$ , то предпосылка выполнена. Если бы ток переходил с  $V2$  на  $V4$ , то он создавал бы в индуктивности цепи  $L_c$  ЭДС, отпирающую  $V1, V3$  и запирающую  $V2, V4$ .

Ток коммутации в ближней паре  $V1, V3$  равен

$$i(p) = E\omega p / L_s(p + 1/\tau_1)(p^2 + \omega^2), \quad (1)$$

где  $\tau_1 = L_s/2r_\theta$ ;  $E$  — амплитуда ЭДС в коммутирующем контуре;  $\omega$  —



частота гармонического сигнала;  $L_S$  — индуктивность источника энергии, в частности индуктивность рассеивания питающего трансформатора.

Выражению (1) соответствует оригинал

$$i(t) = E(\exp(-t/\tau_1) + \sin \omega t / \omega \tau_1 - \cos \omega t) / \omega L_S (1 - (1/\omega \tau_1)^2). \quad (2)$$

В момент  $t_1$ , тогда ток коммутации сравнивается с током нагрузки  $i_1$ ,  $V_3$  выключается. Ввиду трансцендентности (1) относительно времени  $t$  длительность процесса коммутации может быть найдена аналитически лишь приближенными методами. Представим (2) в виде степенного ряда с точностью до второго члена:

$$\begin{aligned} i(t_1) = i_1 = E(1 - \omega t_1 / \omega \tau_1 + \omega t_1 / \omega \tau_1 - (\omega t_1)^2 / 6 - 1 + \\ + (\omega t_1)^2 / 2) / \omega L_S (1 + (1/\omega \tau_1)^2) = E \omega t_1^2 (1 - \omega t_1 / 6) / L_S (1 + (1/\omega \tau_1)^2) = \\ = E \omega t_1^2 (1 - 2\pi t_1 / 3T) / L_S (1 + (1/\omega \tau_1)^2). \end{aligned} \quad (3)$$

При  $t_1 < 0,1T$ , что соответствует углу коммутации до 36 электрических градусов; можем без существенной ошибки пренебречь членом  $2\pi t_1 / 3T \ll 1$ . После этого упрощения длительность коммутационного процесса может быть найдена аналитически:

$$t_1 \approx \sqrt{i_1 L_S (1 + (1/\omega \tau_1)^2) / E \omega}. \quad (4)$$

До завершения коммутации  $V_1$ ,  $V_3$  правая часть цепи закорочена. В момент  $t_1$ , когда  $V_1$  запирается, коммутационная ЭДС восстанавливается скачкообразно с начальной фазы  $\omega t_1$ . Согласно теореме смещения, ток коммутации в цепи  $V_2$ ,  $V_4$  равен

$$\begin{aligned} i(p) = \exp(-pt_1) 2E p \omega / (p^2 + \omega^2) ((L_S + L_C)p + 2r_o) = \\ = p \exp(-pt_1) / (p + (1/\tau_2)) (p^2 + \omega^2), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\tau_2 = (L_S + L_C) / 2r_o$ .

Выражению (5) соответствует оригинал

$$i(t) = 2E(\exp(-(t_1 + t)/\tau_2) + \sin \omega t / \omega \tau_2 - \cos \omega t). \quad (6)$$

Сравнение соотношений (3) и (6) показывает, что процессы коммутации в более близкой к источнику энергии паре диодов и в следующей за ней протекают по одному закону. Коммутация диодов  $V_2$ ,  $V_4$  завершается в момент  $t_2$  (отсчитанный с момента  $t_1$ ), когда  $i(t_2) = i_2$ . Прибегая к вышеизложенной методике и тем же упрощениям, находим

$$i_2 = E \omega t_1^2 (1 - t_2/t_1)^2 / (L_S + L_C) (1 + (1/\omega \tau_2)^2). \quad (7)$$

Подставляя сюда  $t_1^2$  из (4) и сокращая, получаем

$$i_2 = i_1 L_S (1 - (1/\omega \tau_1)^2) (1 + t_2/t_1)^2 / (L_S + L_C) (1 - (1/\omega \tau_2)^2),$$

откуда после перестановок находим

$$t_2 = t_1 (\sqrt{i_2 (L_S + L_C) (1 - (1/\omega \tau_2)^2) / i_1 L_S (1 - (1/\omega \tau_1)^2)} - 1),$$

или, заменяя  $t_1^2$  из (4), —

$$t_2 = \sqrt{i_2 (L_S + L_C) (1 - (1/\omega \tau_2)^2) / E \omega} - \sqrt{i_1 L_S (1 - (1/\omega \tau_1)^2) / E \omega}. \quad (8)$$

Из (8) можно заключить, что длительность второго этапа коммутации зависит не только от тока второй нагрузки, но и от тока первой. При определенных условиях длительность коммутации диодов  $V_2$ ,  $V_4$  стремится к нулю, если



$$i_2/i_1 = L_S(1 - (1/\omega\tau_1)^2)/(L_S + L_C)(1 - (1/\omega\tau_2)^2). \quad (9)$$

Из (8) формально следует, что длительность коммутации может быть с отрицательным знаком ( $t_2 < 0$ ). Фактически это невозможно, поскольку противоречит природе. Таким соотношением (8) получилось из-за грубости принятой аппроксимации. Выявленный «отказ» теоретического анализа побудил провести экспериментальную проверку расчетных соотношений. Эксперимент подтвердил, что  $t_1 = f(i_1)$ ,  $t_2 = f(i_1, i_2)$ ,  $t_2 \rightarrow 0$  при выполнении (9) с точностью до 10%. Это означает, что в положительной временной области полученные теоретические результаты вполне хорошо описывают электромагнитные процессы в распределенных индуктивно-вентильных цепях. Возможно, что обнаруженная «деформация» времени коммутации может представлять и практический интерес, например, при испытании силовых полупроводниковых приборов на время выключения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ривкин Г. А., *Электротехника*, № 3, 22—24 (1967).

*Институт термofизики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию  
28/XII 1981