5. *Смолин Г. К.* Системы транспортных и линейно-вихревых асинхронных МГД-устройств: Автореф. ... дис. д-ра техн. наук. Екатеринбург, 1992.

6. *Смолин Г. К., Федорова С. В.* МГД-насос-дозатор. Екатеринбург, 2003.

В. К. Обабков, М. М. Шевелев,
С. В. Федорова, Н. А. Соколова

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИМПУЛЬСОВ ТОКА ПРИ ДУГОВЫХ ЗАМЫКАНИЯХ СЕТИ НА ЗЕМЛЮ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Теория перенапряжений в высоковольтных системах изобилует гипотезами, в основу которых кладутся различные предположения об условиях возникновения и гашения дуги электрического тока при однофазных повреждениях изоляции. Самая ранняя из них – теория немецкого ученого Петерсена. Она связывает возникновение дуги с величинами максимальных по модулю рабочих напряжений на дуге, а гашение – со сменой полярности самых высокочастотных (ВЧ) составляющих тока через место дугового пробоя изоляции. В аналогичной теории Петерса-Слепяна условия обрыва дуги связываются уже со сменой полярности тока промышленной частоты. И наконец, в основу теории Н. Н. Белякова (ВНИИЭ, Москва) положены теории Петерсена и Петерса-Слепяна при условии, что величина напряжения пробоя $U_{пр}$ определяется не максимальными уровнями напряжений, а скоростью восстановления электрической прочности изоляции во времени. Причем ни в одной из существующих теорий в явном виде не ставится вопрос о форме и свойствах импульсов тока пробоя. Если условия ослабления диэлектрической прочности изоляции и начала развития дугового процесса можно считать изученными и адекватно объясняемыми с точки зрения теории Н. Н. Белякова и двух других теорий, то условия формирования собственно импульсов тока дуги изучены в гораздо меньшей степени. Особенно это ощущается при качественных исследованиях дуговых процессов в трехфазных сетях напряжением до 35 кВ.

Согласно упомянутым выше теориям, задний фронт импульса формируется при смене полярности тока, т. е. фактически при нуле напряжения на дуге, так как ток $I_0(t)$ и напряжение $U_0(t)$ связаны между собой законом Ома. Можно руководствоваться также гипотезой, что форма отдельно взятых импульсов конечной длительности связана с режимом заземления нейтрали. И то, и другое стимулирует интерес к изучению реальных импульсов тока.

Напомним, что стандартной математической моделью контура нулевой последовательности сети (КНПС) в режиме С является комбинированная модель, основанная на чередовании во времени модели КНПС в режиме B и модели КНПС в режиме A. Поэтому справедливое для режима B уравнение в некоторой обобщенной форме

$$\left\{LCD^2+(RC+Lg)D+1+Rg\right\}e(t)=(LD+R)I_0(t), \tag{1}$$

$$I_0(t)=g_0U_0(t)=g_0U_3(t)=g_0\left[E_3(t)-e(t)\right],\ g_0=1/R_0 \tag{2}$$

дает весь набор математических моделей КНПС, получающихся из (1), (2) при известных условиях, а именно:

- для сетей с незаземленной нейтралью (сеть с $НЗ$-нейтралью) при

$$L=0,\quad R=R_\infty=\infty; \tag{3}$$

- для сетей с RC-нейтралью, т. е. с заземлением нейтрали через резистор R, при

$$L=0,\quad R<\infty; \tag{4}$$

- для сетей с LC-нейтралью, т. е. с заземлением нейтрали через индуктивность L, при

$$L\neq 0\quad (0<L<\infty),\quad R=R_L, \tag{5}$$

где R_L – достаточно малое сопротивление меди витков дугогасительного реактора (ДГР) или вводимое последовательно с ДГР некоторое активное сопротивление.

Фигурирующий в комбинированной модели КНПС режим B характеризуется весьма малым активным сопротивлением $R_0=1/g_0$ места ионизации дугового промежутка. В силу количественной неопределенности этой малости будем полагать далее, что

$$R_0\to 0,\quad g_0\to\infty. \tag{6}$$

Математические модели КНПС в режиме B соответственно для условий (3), (4), (5) описываются уравнениями:

$$\left[R_0\left(CD+g\right)+1\right]e(t)=E_3(t),\ \left[R_0\left(RCD+1+Rg\right)+R\right]e(t)=RE_3(t), \quad (7)$$

$$\left\{R_0LCD^2+\left[R_0\left(RC+Lg\right)+L\right]D+R_0\left(1+Rg\right)+R\right\}e(t)=\left(LD+R\right)E_3(t), \quad (8)$$

вырождающимися при (6) в предельные соотношения:

$$e(t)=E_3(t),\ \left(LD+R\right)e(t)=\left(LD+R\right)E_3(t). \quad (9)$$

Согласно условиям (3), (4), (5) из (1) получаются соответственно математические модели КНПС в режиме A для сетей с различными способами заземления нейтрали

$$\left(CD+g\right)e(t)=0,\ \left(RCD+1+Rg\right)e(t)=0, \quad (10)$$

$$\left[LCD^2+\left(RC+Lg\right)D+1+Rg\right]e(t)=0 \quad (11)$$

и с теми начальными условиями по координате $e(t)$, которые она приобретает в режиме B в момент скачкообразного перехода КНПС в режим A при $t=t_0+\Delta$.

Поскольку процесс вхождения КНПС в режим B задан, то локальное поведение КНПС в этом режиме определяется дифференциальными уравнениями (7), (9) и нулевыми начальными условиями при $t=t_0$. Их решения при однократном пробое и фиксированном $R_0\to 0$ равны

$$e(t)=E_3(t_0)K_i\left(1-e^{\frac{-t-t_0}{T_i}}\right),\quad i=1,2,3, \quad (12)$$

где $K_1=\left(1+R_0g\right)^{-1}$, $K_2=R\left[R+R_0\left(1+Rg\right)\right]^{-1}$, $K_3=1$, $T_1=R_0C$, $T_2=R_0C\left[1+\left(1+Rg\right)R_0/R\right]^{-1}$, $T_3=L/R$.

Приведенные решения (12) тем точнее, чем короче интервал $\left[t_0,t_0+\Delta\right]$ существования режима B. В противном случае, следует учесть характер изменения $E_3(t)$ в решениях (12) в окрестности $\left[t_0,t_0+\Delta\right]$. Анализируя локальное поведение существенных координат $e(t)$, $U_3(t)$, $E_3(t)$, приходим к следующим выводам.

1. В начале пробоя изоляции сеть из режима A скачком переходит в режим B с низким сопротивлением R_0 ионизированного промежутка. При этом формируется передний фронт импульсов тока, который воспринимается на интервале существования режима B как единичный скачок

$$1(t-t_0) = (0 \text{ при } t < t_0, 1 \text{ при } t \geqslant t_0) \tag{13}$$

с множителем, равным уровню тока $I_m^0 = U_3(t_0)/R_0 = E_3(t_0)/R_0$.

2. Переход КНПС в режим B сопровождается быстрым переходным процессом (12) независимо от способа заземления нейтрали.

3. Быстрый подъем уровня напряжения $e(t)$, определяемый постоянными времени T_i, $i = 1, 2, 3$, не прекращается, пока разность напряжений $E_3(t) - e(t)$ при $t \geqslant t_0$ не достигнет уровня напряжения $U_{об}$ обрыва дуги. Согласно известным теориям и закону Ома $U_{об} \to 0$. При этом формируется задний фронт и конечная длительность Δ импульса тока пробоя в момент $t = t_0 + \Delta$.

4. Воздействие скачкообразного тока пробоя типа (13) на ВЧ-контур сети возбуждает в них ВЧ-колебательные составляющие, при известных условиях приводящие к перенапряжениям.

Приведенных соображений вполне достаточно, чтобы подвергнуть сомнению в существующих теориях физику процессов формирования импульсов тока пробоя. Первое противоречие состоит в том, что в сети с LC-нейтралью ширина импульса согласно расчету из уравнения (9) равно трем постоянным времени, т. е. $\Delta = 3T_3 = 3L/R$, что абсолютно не согласуется с практическими наблюдениями. Например, в сети собственных нужд ТЭС с LC-нейтралью длительности Δ различаются не менее чем на порядок: практически $\Delta < 0{,}0005$ с, по расчетам $\Delta = \Delta_{нч}$=0,005 с, т. е. в соответствии с теорией Петерса-Слепяна. Второе противоречие касается того, как формируется задний фронт импульса. По теории Петерсена смена полярности ВЧ-колебаний, возбуждаемых скачком тока типа (13), должна привести к прекращению общего тока, но тогда нарастание уровня напряжения $e(t)$ согласно уравнениям (7)–(11) с постоянными T_i, $i = 1, 2, 3$ в (12) за столь короткое время $\Delta_{вч}$ не достигает значений, близких к наблюдаемым на практике. Поэтому существующие механизмы образования импульсов тока пробоя изоляции следует признать неудовлетворительными, а саму идею конечности длительности Δ-импульсов – малопригодной для адекватного объяснения явлений при дуговых пробоях изоляции.

Далее рассмотрим соотношение (2) в качестве именно источника коротких и мощных дельтаобразных импульсов $I_0(t)$, возникающих в момент $t = t_0$ пробоя изоляции. Амплитуда этих импульсов определяется соотношением (2) и моментом t_0: $I_m^0 = U_3(t_0)/R_0$. Как правило, ниже будем иметь в виду первый дуговой пробой. Это означает, что до момента t_0 КНПС находился в режиме A, в моменты $t \geqslant t_0$ – в режиме B, ток $I_0(t) = I_m^0 1(t - t_0)$ скачкообразно принимает значение от нуля до $I_m^0 = E_3(t_0)/R_0$, а длительность Δ существования режима B полностью определяется скоростью перезаряда емкостей C_i (i=1, 2, 3) сети. Воспользуемся далее неопределенностью величины сопротивления R_0 места ионизации. В самом деле, если $R_0 \to 0$, то задавая дискретную последовательность их уменьшения типа $R = R_{0n} = 2/n$ Ом, где $n = 2, 3, \dots, \infty$, получим соответствующую последовательность амплитуд $I_m^0 = I_m^{0n} = E_3(i_0)/R_{0n}$, $n = 2, 3, \dots, \infty$. Нетрудно видеть, что при $n \to \infty$ амплитуда $I_m^{0n} \to \infty$, в то время как, исходя из конечности энергии перезаряда емкостей сети, величина Δ_n ($n = 2, 3, \dots, \infty$) обязана стремиться к нулю. Последнее утверждение, вообще говоря, согласуется с теорией Петерсена обрыва дуги при смене полярности самых высокочастотных составляющих и связывается нами с последовательным возрастанием скорости перезаряда фазных емкостей сети по мере снижения $R_0 = R_{0n}$ при $n \to \infty$. Нетрудно видеть, что возникающая последовательность дельтаобразных импульсов тока пробоя свободно укладывается в определение дельта-функции. Речь идет, следовательно, о восприятии импульсов тока пробоя в качестве одной из физических реализаций дельта-функции. Однако, хорошо известно, что дельтаобразных последовательностей, как и физических реализаций, может быть бесчисленное множество, в то время как предел один – это дельта-функция. Значение вывода трудно переоценить: работать с δ-функциями гораздо проще, быстрее решаются известные и новые прикладные и теоретические задачи. Кроме того, в распоряжении оказывается принципиально новая математическая модель импульса тока пробоя изоляции. Вопрос об отождествлении реального импульса тока пробоя изоляции с математически строгим понятием δ-функции все же существует из-за формы перезарядных импульсов тока, которая искажается колебательными токами контуров, образованных малыми реактивными параметрами проводников, оболочек и заземлителей кабелей, а также аналогичными параметрами фазных источников.

Таким образом, строгое математическое обоснование выдвинутого положения осложняется распределенностью существенных параметров и наличием паразитных токов ВЧ-контуров в перезарядных цепях. Не до конца ясными остаются электрофизические процессы в месте ионизации при однофазном повреждении изоляции. Именно в подобных ситуациях становятся эффективными и экономичными те подходы к решению проблемы, которые базируются на методах идентификации, предлагаемых в теории автоматического управления. Один из принципов применительно к обсуждаемым вопросам гласит: если разность реакций одного и того же объекта на воздействие типа δ-функции и реальное воздействие при пробое изоляции тождественно равна нулю, то реальное воздействие является δ-функцией. Анализируя подобным образом теоретически и экспериментально полученные реакции на однократные пробои изоляции в сетях с LC-нейтралью и в сетях с $НЗ$-нейтралью, приходится убеждаться, что математической моделью реального импульса тока при пробое изоляции действительно является δ-функция.

Хорошо известно, что металлическое однофазное заземление (ОЗ) при $R_0 = 0$ всегда приводит к изменению напряжений на емкостях C_i ($i = 1$, 2, 3) фаз сети относительно земли. Если в режиме A при $e(t) \equiv 0$ до момента t_0 металлического ОЗ напряжение $U_i(t)$ на емкостях C_i были равны значениям фазных ЭДС, а именно

$$U_3(t) = E_3(t),\ U_2(t) = E_2(t),\ U_1(t) = E_1(t),\ t \leqslant t_0 - t_\varepsilon, \tag{14}$$

то металлическое замыкание фазы 3 на землю делает их равными

$$\begin{gathered} U_3(t) = 0,\ U_2(t) = -E_{23}(t) = -\left[E_3(t) - E_2(t)\right], \\ U_1(t) = E_{31}(t) = E_1(t) - E_3(t),\ t \geqslant t_0 + t_\varepsilon, \end{gathered} \tag{15}$$

где t_ε – сколь угодно малое численное значение временного интервала, в пределах которого происходит указанный скачок напряжений (14), (15).

При мгновенном переходе из состояния (14) в состояние (15) величина $t_\varepsilon = 0$ и, следовательно, $t_0 \pm t_\varepsilon = t_0 \pm 0$, а сами эти соотношения (14), (15) принимают вид

$$U_3(t_0-0)=E_3(t_0-0), U_2(t_0-0)=E_0(t_0-0), U_1(t_0-0)=E_1(t_0-0), \tag{16}$$

$$\begin{gathered} U_3(t_0+0)=0, \quad U_2(t_0+0)=E_2(t_0+0)-E_3(t_0+0), \\ U_1(t_0+0)=E_1(t_0+0)-E_3(t_0+0), \end{gathered} \tag{17}$$

где значение $f(t_0–0)$ берется как предел $\lim f(t_0-\varepsilon)\big|_{\varepsilon\to 0}$ слева от скачка в момент t_0, а значение $f(t_0+0)$ – как предел $\lim f(t_0+\varepsilon)\big|_{\varepsilon\to 0}$ справа от скачка в момент t_0.

Это означает, что каждая емкость C_ν, (ее заряд $q_\nu(t) = C_\nu U_\nu(t)$, $\nu = 1, 2, 3$) оказывается заряженной до уровней напряжений (16), (17):

$$\begin{gathered} q_3(t_0-0)=C_3E_3(t_0-0), \quad q_2(t_0-0)=C_2E_2(t_0-0), \\ q_1(t_0-0)=C_1E_1(t_0-0), \\ q_3(t_0+0)=0, \end{gathered} \tag{18}$$

$$\begin{gathered} q_2(t_0+0)=C_2\left[E_2(t_0+0)-E_3(t_0+0)\right], \\ q_1(t_0+0)=C_1\left[E_1(t_0+0)-E_3(t_0+0)\right]. \end{gathered} \tag{19}$$

Общий ток $I_0(t)$ через место ОЗ будет равен суммарному току перезаряда каждой емкости C_ν ($\nu = 1, 2, 3$). При сохранении направленности тока, определяемого разрядом емкости C_3 поврежденной фазы, получим следующее общее выражение для этого тока:

$$\begin{aligned} I_0(t)=\sum_{\nu=1}^{3} Dq_\nu(t) = D\left[C_3E_3(t_0)1(t-t_0)\right]+D\left[C_2E_3(t_0)1(t-t_0)\right]+ \\ +D\left[C_1E_3(t_0)1(t-t_0)\right]=(C_1+C_2+C_3)E_3(t_0)D_1(t-t_0)=CE_3(t_0)\delta(t-t_0), \end{aligned} \tag{20}$$

где C – как и ранее, суммарная емкость фаз сети относительно земли.

Таким образом, мгновенный переход сети из состояния (16) в состояние (17) однозначно приводит к четкой связи импульса тока пробоя $I_0(t)$ с δ-функцией (20), а именно

$$I_0(t)=q(t_0)\delta(t-t_0), \quad q(t_0)=CE_3(t_0), \tag{21}$$

и к уточнению размерности фигурирующих в (21) величин.

Перезаряд $q(t_0)$ емкостей сети в момент t_0 всегда соответствует размерности заряда, а δ-функция приобретает размерность c^{-1}. Важно подчеркнуть при этом, что численное значение $q(t_0)$ равно суммарной емкости сети, умноженной на значение ЭДС в момент t_0 фазы, в которой возник пробой. Процесс ионизации дугового промежутка сопровождается выделением конечной энергии перезаряда емкостей сети.

Пользуясь новой математической моделью (21) импульса тока пробоя, исследуем поведение КНПС в режиме C на предмет его адекватности экспериментальным данным. Для этого следует отказаться от прежней комбинированной модели КНПС в режиме C и принять для сети с LC-нейтралью следующую математическую модель:

$$\left[LCD^2+(RC+Lg)D+1+Rg\right]e(t)=E_3(t_0)(LCD+RC)\delta(t-t_0). \quad (22)$$

Дифференциальное уравнение (22) получено на основании уравнения (1) и математической модели (21) импульсов тока при однократном пробое изоляции. Принимая во внимание, что первый пробой изоляции происходит обычно при нулевых начальных условиях

$$e(t_0)=0,\quad De(t)=\dot{e}(t)\Big|_{t=t_0}=\dot{e}(t_0)=0, \quad (23)$$

получаем общее решение уравнения (22)

$$e(t)=1(t-t_0)E_3(t_0)e^{-\sigma(t-t_0)}\sqrt{1+\varepsilon^2}\cos\left(\Omega(t-t_0)+\gamma_\varepsilon\right), \quad (24)$$

где

$$\varepsilon=(\sigma-R/L)\Omega^{-1},\quad \gamma_\varepsilon=\mathrm{arc\,tg}\varepsilon,\quad \sigma=2^{-1}(R/L+g/C),$$
$$\Omega^2=(1+Rg)(LC)^{-1}-\sigma^2.$$

При дуговом пробое в момент времени t_0 происходит подскок напряжения на нейтрали с нуля до напряжения источника поврежденной фазы в тот же самый момент t_0, что находит отражение в модели (22) в разрыве первого рода решения (24). Этот фундаментальный факт известен из практических наблюдений как «быстрое снижение напряжения поврежденной фазы и медленное его восстановление». Последнее в терминах решения (24) отражается наиболее адекватно. Так, самое медленное затухание косинусоидального колебания (24) на частоте Ω, равной промышленной частоте ω сети, отвечает самому медленному восстановлению $U_3(t) = E_3(t) - e(t, t_0)$. При $\Omega \neq \omega$ происходит не столь медленное восстановление $U_3(t)$, хотя сброс напряжения до нуля в окрестности $t \geqslant t_0$ и некоторая бестоковая пауза также сохраняются.

При численном моделировании дугового пробоя приходится иметь дело с δ-функцией в правой части уравнения (22), что менее удобно, чем в комбинированной модели.

Поэтому воспользуемся известным положением о том, что воздействие δ-функций на систему (22) эквивалентно сдвигу в начальных условиях уравнения (22) с нулевой правой частью и наоборот: чтобы не иметь дело с ненулевыми начальными условиями их преобразуют в эквивалентный входной сигнал, состоящий из комбинаций δ-функций. Формальным математическим аппаратом преобразований такого рода может служить преобразование Лапласа уравнения типа (22).

Вывод формул пересчета сигнала $f(t)$ с δ-функциями

$$f(t) = E_3(t_0)(LCD + RC)\delta(t - t_0), \quad D = d/dt \tag{25}$$

в исходном уравнении (22) в эквивалентные ему начальные условия

$$e_э(t_0), \quad e_э(t) = De(t)\big|_{t=t_0}$$

однородного дифференциального уравнения

$$\left[LCD^2 + (RC + Lg)D + 1 + Rg\right]e_э(t, t_0) = 0 \tag{26}$$

можно начать с перевода этих уравнений (22) и (26) в область комплексного переменного s в соответствии с преобразованием Лапласа. Аналогами (22) и (26) в комплексной области будут соответственно алгебраические уравнения вида

$$Q(s)E(s) = E_3(t_0)(LCs + RC), \; Q(s) = LCs^2 + (RC + Lg)s + 1 + Rg, \tag{27}$$

$$Q(s)E_э(s) = e_э(t_0)(LCs + RC + Lg) + e_э(t_0)LC. \tag{28}$$

Для того чтобы $E(s) = E_з(s)$, необходимо потребовать полного совпадения их правых частей, т. е.

$$E_3(t_0)(LCs + RC) = e_э(t_0)(LCs + RC + Lg) + \dot{e}_э(t_0)LC,$$

что и дает точные значения искомых величин:

$$e_э(t_0) = E_3(t_0), \quad e_э(t_0) = -E_3(t_0)gC^{-1}. \tag{29}$$

Это означает, что поведение системы (22), (23) при $t \geqslant t_0$ и поведение системы (26), (29) при $t \geqslant t_0$ неразличимы:

$$e(t) = e(t,t_0) = e_э(t,t_0), \quad t \geqslant t_0.$$

Указанные решения совпадают и равны (24).

Рассмотрим случай повторного пробоя изоляции в момент t_1, если первый пробой возник в момент t_0 при условиях (23). Сильное снижение R_0 при пробое восстанавливается, согласно теории Н. Н. Белякова, в соответствии с реальными условиями. Если скорость нарастания напряжения $U_0(t) = U_з(t) = E_з(t) - e(t, t_0)$ на дуге выше таковой напряжения $U_{пр}$ пробоя изоляции, то очевидно произойдет второй пробой. Нетрудно предположить, что, скорее всего, это будет уже не при нулевых начальных данных (23). Эти условия будут заданы значениями в момент t_1 реакции $e(t) = e(t, t_0)$ на первый δ-импульс, который был в момент t_0, т. е.

$$e(t_1), \quad e(t_1,t_0), \; e(t_1) = De(t,t_0)\big|_{t=t_1}. \tag{30}$$

Преобразование по Лапласу уравнения (22) с δ-импульсом, приложенным в момент t_1:

$$\begin{gathered}\left[LCD^2 + (RC + Lg)D + 1 + Rg\right]e(t,t_1) = U_3(t_1)(LCD + RC)\delta(t - t_1),\\ t \geqslant t_1,\end{gathered} \tag{31}$$

где

$$U_3(t_1) = E_3(t_1) - e(t_1,t_0), \quad t \geqslant t_1 \tag{32}$$

дает уравнение вида

$$\begin{gathered}Q(s)E(s,t_1) = U_3(t_1)(LCs + RC) + e(t_1,t_0)(LCs + RC + Lg) +\\ +\dot{e}(t_1,t_0)LC, \quad U_3(t_1) = U_{пр}.\end{gathered} \tag{33}$$

Численное моделирование решения $e(t, t_1)$ потребует замены уравнения (31) на однородное с решением $e_э(t)$ и новыми начальными условиями

$$e(t_1), \quad \dot{e}_э(t) = De_э(t)\Big|_{t=t_1} = \dot{e}(t_1),$$

отражающими наличие правой части уравнения (31). Преобразование по Лапласу однородного уравнения с эквивалентными начальными условиями приводит к уравнению

$$\begin{aligned} &\left[LCs^2 + (RC + Lg)s + 1 + Rg\right]E_э(s) = \\ &= e_э(t_1)(LCs + RC + Lg) + \dot{e}_э(t_1)LC, \end{aligned} \tag{34}$$

а приравнивание правых частей уравнений (33) и (34) дает формулы

$$e_э(t_1) = E_3(t_1), \quad \dot{e}_э(t_1) = \dot{e}_э(t_1, t_0) - gC^{-1}\left[E_3(t_1) - e(t_1, t_0)\right]. \tag{35}$$

Нетрудно написать формулы типа (35) для однородного уравнения (31) при последующем, третьем, пробое в некоторый момент $t = t_2$:

$$e_э(t_2) = E_3(t_2), \quad \dot{e}_э(t_2) = \dot{e}_э(t_2, t_1) - gC^{-1}\left[E_3(t_2) - e(t_2, t_1)\right], \tag{36}$$

где $e(t_2, t_1)$ равно значению решения $e(t, t_1)$ при $t = t_2$. Для $n + 1$ δ-импульса условия (29), (35), (36) сворачиваются в общую формулу вида

$$e_э(t_n) = E_3(t_n), \quad e_э(t_n) = e_э(t_n, t_{n-1}) - gC^{-1}\left[E_3(t_n, t_{n-1})\right], \quad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{37}$$

Для анализа работоспособности селективной защиты при дуговых пробоях изоляции математическая модель импульса тока пробоя изоляции в форме (21) чаще не подходит из-за того, что она основана на перезаряде суммарных емкостей $C_\nu (\nu = 1, 2, 3)$ фаз относительно земли. Обозначим емкости фаз относительно земли i-го присоединения через C_ν^i ($\nu = 1, 2, 3$, $i = 1, \ldots, M$). Тогда аналогичные суммарные емкости сети будут равны

$$C_\nu = \sum_{i=1}^{M} C_\nu^i, \quad \nu = 1, 2, 3. \tag{38}$$

Тогда величина суммарного заряда в (21)

$$q(t_0) = E_3(t_0)\sum_{\nu=1}^{3}\sum_{i=1}^{M} C_\nu^i = \sum_{i=1}^{M} E_3(t_0) C^i = \sum_{i=1}^{M} q^i(t_0), \tag{39}$$

где C^i – суммарная собственная емкость i-го присоединения, $q^i(t_0)$ – величины перезаряда фазных емкостей C_ν^i ($\nu = 1, 2, 3$) i-го присоединения.

В соответствии с (38), (39) в момент $t = t_0$ собственные токи I^i перезаряда фазных емкостей будут равны

$$I^i(t) = C^i E_3(t_0)\delta(t - t_0), \quad i = 1, 2, 3, \ldots, M. \tag{40}$$

Направления токов $I^i(t)$ имеют определяющее значение в задачах селективной защиты. Если i-присоединение повреждено, то все токи (40) направлены в сторону этого повреждения, кроме очевидно собственно тока i-го присоединения. Полезно еще одно рабочее правило: из поврежденных присоединений токи (40) порознь вытекают; а в поврежденное присоединение эти токи втекают, образуя импульсный ток типа (21), ослабленный на величину лишь собственно тока присоединения:

$$I^i(t) = \left(C - C^i\right) E_3(t_0)\delta(t - t_0), \quad i = 1, 2, 3, \ldots, M.$$

Таким образом, на основе интерпретации токовых импульсов при дуговых пробоях изоляции сети на примере физической реализации дельта-функции разработаны предпосылки успешного развития теории защит общесетевого и селективного действий. Эти разработки позволяют по-новому понять механизмы дугогашения, использовать их для анализа работоспособности селективных защит при глухих и дуговых однофазных замыканиях, а также по-новому моделировать дугу при численных исследованиях на ЭВМ. Представление о характере стандартной реакции КНПС на дельта-импульс тока пробоя приводит к переосмыслению всех вопросов оптимизации систем электроснабжения с этой точки зрения, а также к строгому детерминированному обоснованию эффективности резонансного заземления в сетях. Ускорение решений и предельное упрощение многих задач электроснабжения превращает данный подход в практический и теоретический инструмент получения новых результатов как в релейной защите, так и в технике автоматического управления режимами нейтрали.