

6. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Электромагнитное поле токопровода прямоугольного профиля // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). —1996. —№ 5–6. —С. 18–23.

7. Самарский А. А. Теория разностных схем. —М.: Наука, 1977.

8. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Расчет токораспределения в многополосных шинпроводах // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). —1997. —№ 1–2. —С. 25–32.

Представлена кафедрой  
электрических станций

Поступила 6.12.2000

УДК 621.3.066.6

## ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛОСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ КОНТАКТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Докт. техн. наук, проф. ГЕРАСИМОВИЧ А. Н., инж. ГЕРАСИМОВИЧ Д. А.

*Белорусская государственная политехническая академия*

Инж. ЯКОВЛЕВ Г. В.

*ПО «Витебскэнерго»*

**Многослойная структура плоских контактных соединений.** Контактные поверхности проводников электрических аппаратов и установок для защиты от окисления и коррозии покрывают стойкими антикоррозийными металлами и сплавами [1], что превращает контакт в многослойную структуру и усложняет анализ протекающих в нем электромагнитных процессов. Любое плоское контактное соединение, образованное проводниками прямоугольного профиля, может быть представлено многослойной моделью, приведенной на рис. 1а. Модель включает три области (1, 2, 3), разделенные границами 1–1' и 2–2'. Области 1 и 3 представляют собой многослойные проводники шириной  $h$  с соответствующими электрическими проводимостями  $\gamma_{i1}$ ,  $\gamma_{i3}$  и магнитными проницаемостями  $\mu_{i1}$ ,  $\mu_{i3}$  слоев ( $i = 1, 2, \dots, n$ ). Область 2 является собственно контактным узлом длиной  $l$ , образованным проводниками соседних областей. По этой многослойной структуре протекает ток, который в областях 1 и 3 имеет только составляющую  $I_x$ , а в 2, где происходит переход тока от одного проводника к другому, — как составляющую  $I_x$ , так и  $I_z$ . Слои модели могут обладать анизотропными электрическими и нелинейными магнитными характеристиками. Векторы электромагнитного поля в данной структуре зависят от всех пространственных переменных, и для упрощения решения задачи рассматриваемая модель сводится к двумерной с использованием свойств плоской волны. Полагается, что в областях 1 и 3 присутствуют только напряженности электрического поля  $\dot{E}_{1imx}(z)$  и  $\dot{E}_{3imx}(z)$ , зависящие от координаты  $z$ , а в 2 — составляющие  $\dot{E}_{2imx}(x, z)$  и  $\dot{E}_{2imz}(x, z)$ , зависящие от  $x$  и  $z$ . Магнитное поле во всей модели имеет только одну составляющую

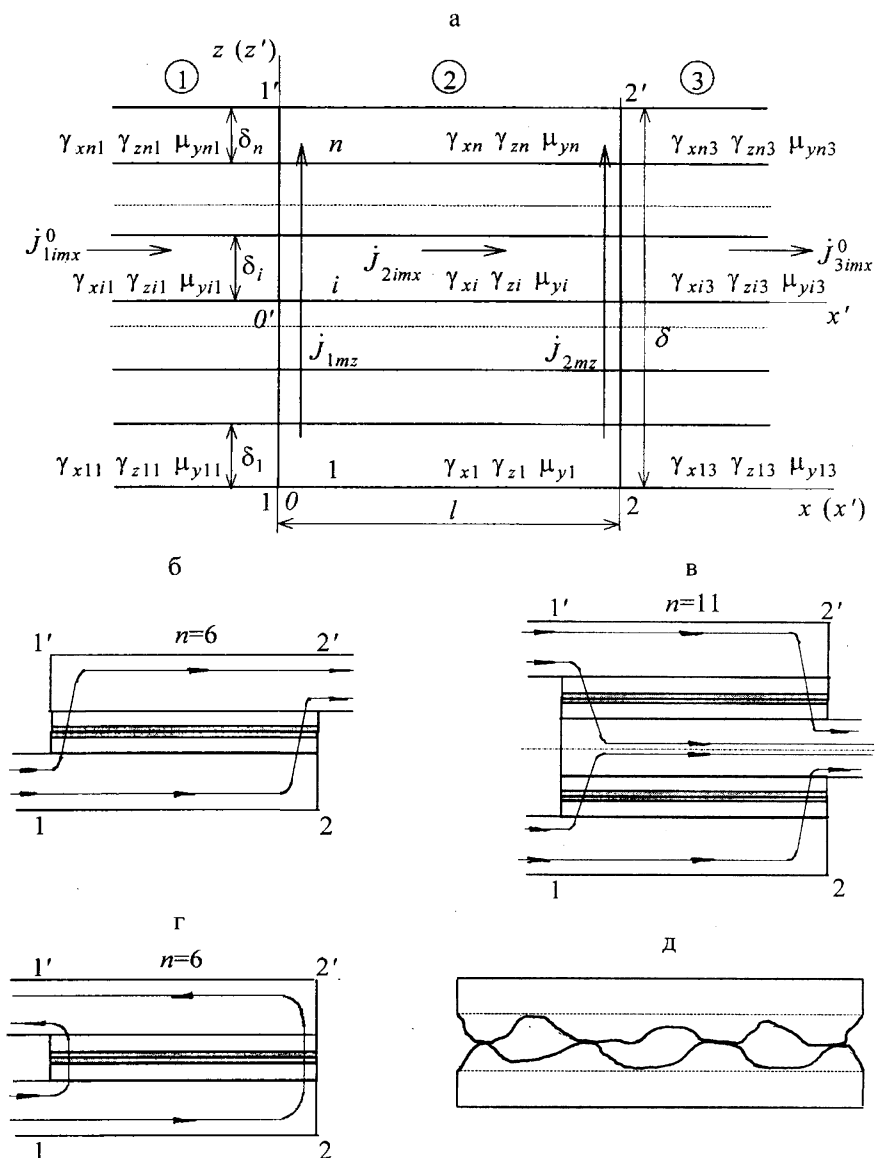


Рис. 1. а — обобщенная многослойная структура контактного соединения;  
 б, в, г — конструкции контактов на ее основе; д — переходный слой

щую напряженности  $\dot{H}_{imy}$ , которая в 1 и 3 зависит только от  $z$ , а в 2 — от  $x$  и  $z$ .

Изменяя свойства соответствующих слоев и их количество, из обобщенной модели может быть получен любой контактный узел. Так, если принять проводимости слоев 2—6 области 1 и 1—5 области 3 близкими или равными нулю при  $n = 6$ , то получим симметричный плоский контактный узел (рис. 1б). Слои 2, 5 области 2 в таком узле являются защитными покрытиями, а 3, 4 — соприкосновения контактных поверхностей. Аналогичным образом может быть получен контактный узел рубящего типа (рис. 1в). В нем при  $n = 11$  проводимости слоев 1—5 и 7—11 области 3 и 2—10 области 1 принимаются близкими к нулю. Слои

2, 5, 7 и 10 области 2 являются защитными покрытиями, а 3, 4, 8 и 9 — соприкосновения контактных поверхностей. Изменяя проводимости слоев 2, 5 и 7, 10 в областях 1 и 3, можно также получить контактные узлы с защитными покрытиями проводников, превышающими длину контакта. Аналогичным образом, изменяя проводимости в областях 1, 3 и используя принцип суперпозиции, можно получить контактный узел рис. 1г при условии протекания в области 1 токов  $I_x$  и  $-I_x$ .

Применяемые в электроустановках проводниковые материалы обладают изотропными свойствами. Такими же свойствами обладают и защитные покрытия. Исключение составляют слои соприкосновения контактных поверхностей. На рис. 1д, заимствованном из [2, 3], показано соприкосновение контактных поверхностей в увеличенном виде. Из него видно, что в направлении координаты  $z$  в слоях имеется непосредственное соприкосновение по отдельным суженным площадкам. Общая площадь касания всех отдельных площадок зависит от величины силы контактного давления, прочности материала (сопротивление на смятие) и класса чистоты обработки сопрягаемых поверхностей. Действительная площадь соприкосновения  $q$  всегда меньше общей контактной поверхности  $q_n$  и составляет всего 1...10 % от  $q_n$  [2], что позволяет при принятии макроскопической модели поля уменьшать проводимость  $\gamma_z$  этих слоев (слои 3, 4 на рис. 1б, г и слои 3, 4 и 8, 9 на рис. 1в) в  $q/q_n$  раз, т. е. рассматривать соприкосновение по всей длине контакта сплошным и характеризовать среду усредненной величиной проводимости. В таком же соотношении уменьшается  $\mu$  переходного слоя. При этом ее величина не должна быть меньше магнитной проницаемости воздуха. Наличие же пустот между соприкасающимися поверхностями приводит к значительному снижению (в сотни раз) электропроводности  $\gamma_x$  этих слоев в направлении координаты  $x$  по сравнению с  $\gamma_z$ . В зависимости от вида и тщательности обработки контактирующих поверхностей толщина этих слоев может составлять от 30 до 100 мкм при фрезеровании и строгании и от 1,0 до 1,5 мкм — при шлифовании и полировании [3].

Если в качестве проводникового материала используется полосовое железо, то математическая модель поля в нем становится нелинейной. В этом случае при анализе процессов в обобщенной модели используется принцип линеаризации. Для этого ширина контактного узла  $h$  разделяется на участки с равномерным распределением поля. При использовании проводников из меди или алюминия для узких полос можно принимать распределение плотности тока равномерным по их ширине. Для широких полос, как и для железных, должны устанавливаться соответствующие размеры участков и плотности тока на их поверхностях на основании соответствующих расчетов, изложенных в [4, 5].

Электромагнитное состояние каждой из трех областей при протекании по контактному узлу переменного тока удовлетворяет уравнениям Максвелла, которые при гармоническом изменении характеристик поля в установившемся режиме для каждого слоя с учетом анизотропии свойств и линеаризации задачи сводятся к дифференциальному уравнению [6]

$$\gamma_{xi} \frac{\partial^2 \bar{\phi}_{im}(x, z)}{\partial x^2} + \gamma_{zi} \frac{\partial^2 \bar{\phi}_{im}(x, z)}{\partial z^2} - \alpha_i^2 \bar{\phi}_{im}(x, z) = 0; \alpha_i^2 = j\omega\gamma_{xi}\gamma_{zi}\mu_{yi}; i = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где  $\bar{\phi}_{im}(x, z)$  может принимать значения комплексных амплитуд любой из компонент напряженностей электромагнитного поля  $\bar{E}_{im}(x, z)$ ,  $\bar{H}_{im}(x, z)$  или комплексной амплитуды плотности тока  $\bar{\sigma}_{im}(x, z)$ ;

$\omega$  — круговая частота.

Магнитная проницаемость  $\mu_i$  и электрическая проводимость  $\gamma_i$  в (1) являются компонентами тензорных величин.

Искомыми величинами в (1) являются напряженности электрического поля или плотности тока. Решение (1) требует знания краевых условий, которые неизвестны, и в [7, 8] для изотропных сред оно осуществлялось методом итераций. Однако проведенные впоследствии многочисленные расчеты показали, что первое приближение в распределении поля в зоне контакта, основанное на замене области 2 бесконечно длинным многослойным проводником, остается практически неизменным после всех последующих итераций. С учетом этого дальнейшее решение задачи расчета распределения поля осуществляется аналитически и наряду с общей системой координат  $0xz$ , расположенной в соответствии с рис. 1, используются локальные координаты  $0'x'y'z'$  для каждого из слоев областей.

**Расчет распределения плотностей токов в проводниках областей.** Слои смежных с контактным узлом областей рассматриваются бесконечно длинными с протекающим по ним переменным током  $\dot{I}_m$ , т. е. решение уравнения (1) для области 1 изучается при  $x \in (-\infty, 0)$ , а для 3 —  $x \in (l, \infty)$ . Расчет распределения плотностей токов в слоях такой системы  $\dot{\sigma}_{1mx}^0(z')$  и  $\dot{\sigma}_{3mx}^0(z')$  полностью совпадает с расчетом распределения нулевой пространственной гармоники тока в многослойном проводнике с заданной комплексной амплитудой тока  $\dot{I}_{mx}$  [6].

В отличие от рассмотренных выше полос проводников, где присутствует только составляющая плотности тока  $\dot{\sigma}_{imx}^0$ , не зависящая от координаты  $x$ , в контактном узле протекают токи в направлении осей  $0x$  и  $0z$  (рис. 1). Причем плотности этих токов зависят от двух переменных, т. е.  $\dot{\sigma}_{imx}(x, z)$  и  $\dot{\sigma}_{imz}(x, z)$ . В этом случае в (1) функция  $\dot{\phi}_{im}(x, z)$  принимает значения проекций комплексной амплитуды плотности тока. Краевая задача требует определения граничных условий  $\dot{\sigma}_{imz}(0, z)$  и  $\dot{\sigma}_{imz}(l, z)$  для (1) при  $\dot{\phi}_{im}(x, z) = \dot{\sigma}_{imz}(x, z)$ , а также  $\dot{\sigma}_{imx}(x, 0)$  и  $\dot{\sigma}_{imx}(x, \delta)$  при  $\dot{\phi}_{im}(x, z) = \dot{\sigma}_{imx}(x, z)$ . При использовании для решения метода разделения переменных Фурье необходимо установить функциональные зависимости  $\dot{\sigma}_{mz}$  от  $z$ , а  $\dot{\sigma}_{mx}$  от  $x$ .

Первоначально представим контактный узел протяженным, т. е. область 2 заменяется бесконечно длинным многослойным проводником. Задача расчета распределения плотности тока в слоях такого проводника  $\dot{\sigma}_{2mx}^0(z')$  аналогична расчету распределения в областях 1, 3. В зоне контакта происходит перераспределение токовых нагрузок слоев областей 1, 2 и 2, 3, что и вызывает появление вертикальной составляющей тока  $\dot{I}_{mz}(z)$  (или ее линейной плотности  $\dot{J}_{mz}(z) = \dot{I}_{mz}(z) / h$ ). Эта составляющая может быть представлена суммой линейных плотностей то-

ков  $J_{1mz}(z)$  и  $J_{2mz}(z)$  (рис. 1а). Найдем закон изменения  $J_{1mz}$  и  $J_{2mz}$  по высоте каждого из слоев соединения, используя для этого уже рассчитанные распределения плотности тока в областях 1—3. Часть линий плотностей токов первой области при переходе границы 1—1' ( $x = 0$ ,  $z \in [0, \delta]$ ) изменяет свое направление и становится линиями плотности тока соединения, что позволяет установить функциональную зависимость комплексной амплитуды линейной плотности тока  $J_{1mz}$  от координаты  $z$  в каждом слое контакта [7, 8]

$$J_{1mz}(z) = \int_0^z (\dot{\sigma}_{1mx}^0(z) - \dot{\sigma}_{2mx}^0(z)) dz. \quad (2)$$

При использовании локальной системы координат ее зависимость в каждом  $i$ -м слое принимает вид

$$\begin{aligned} J_{1mz}(z) = & \sum_{l=1}^{i-1} (J_{1lmx}^0 - J_{2lmx}^0) + \int_0^{z'} (\dot{\sigma}_{1mx}^0(z') - \dot{\sigma}_{2mx}^0(z')) dz' = \sum_{l=1}^{i-1} (J_{1lmx}^0 - J_{2lmx}^0) + \\ & + \frac{\gamma_{xi1}}{p_{i0x}} \left( \dot{E}_{1(i-1)mx}^0(\delta_{i-1}) \frac{\text{ch}(p_{i0x}\delta_i) - \text{ch}(p_{i0x}(\delta_i - z'))}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} + \dot{E}_{1imx}^0(\delta_i) \frac{\text{ch}(p_{i0x}z') - 1}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} \right) - \\ & - \frac{\gamma_{xi}}{p_{i0x}} \left( \dot{E}_{2(i-1)mx}^0(\delta_{i-1}) \frac{\text{ch}(p_{i0x}\delta_i) - \text{ch}(p_{i0x}(\delta_i - z'))}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} + \dot{E}_{2imx}^0(\delta_i) \frac{\text{ch}(p_{i0x}z') - 1}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичным образом устанавливается функциональная зависимость комплексной амплитуды линейной плотности тока  $J_{2mz}(z)$

$$\begin{aligned} J_{2mz}(z) = & \sum_{l=1}^{i-1} (J_{2lmx}^0 - J_{3lmx}^0) + \int_0^{z'} (\dot{\sigma}_{2mx}^0(z') - \dot{\sigma}_{3mx}^0(z')) dz' = \sum_{l=1}^{i-1} (J_{2lmx}^0 - J_{3lmx}^0) + \\ & + \frac{\gamma_{xi}}{p_{i0x}} \left( \dot{E}_{2(i-1)mx}^0(\delta_{i-1}) \frac{\text{ch}(p_{i0x}\delta_i) - \text{ch}(p_{i0x}(\delta_i - z'))}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} + \dot{E}_{2imx}^0(\delta_i) \frac{\text{ch}(p_{i0x}z') - 1}{\text{sh}(p_{i0x}\delta_i)} \right) - \\ & - \frac{\gamma_{xi3}}{p_{3i0x}} \left( \dot{E}_{3(i-1)mx}^0(\delta_{i-1}) \frac{\text{ch}(p_{3i0x}\delta_i) - \text{ch}(p_{3i0x}(\delta_i - z'))}{\text{sh}(p_{3i0x}\delta_i)} + \dot{E}_{3imx}^0(\delta_i) \frac{\text{ch}(p_{3i0x}z') - 1}{\text{sh}(p_{3i0x}\delta_i)} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

В (3), (4) величины  $J_{1lmx}^0$ ,  $J_{2lmx}^0$  и  $J_{3lmx}^0$  (рис. 1а) вычисляются по формулам [6]:

$$\begin{aligned} J_{1lmx}^0 &= \frac{\gamma_{xl} \text{th}(p_{l0x}\delta_l / 2)}{p_{l0x}} \left( \dot{E}_{1(l-1)mx}^0(\delta_{l-1}) + \dot{E}_{1lmx}^0(\delta_l) \right); & p_{l0x}^2 &= \frac{\alpha_l^2}{\gamma_{zl}}; \\ J_{2lmx}^0 &= \frac{\gamma_{xl} \text{th}(p_{l0x}\delta_l / 2)}{p_{l0x}} \left( \dot{E}_{2(l-1)mx}^0(\delta_{l-1}) + \dot{E}_{2lmx}^0(\delta_l) \right); & p_{l0x}^2 &= \frac{\alpha_l^2}{\gamma_{zl}}; \end{aligned}$$

$$j_{3lmx}^0 = \frac{\gamma_{xl3} \operatorname{th}(p_{3l0x} \delta_l / 2)}{p_{3l0x}} \left( \dot{E}_{3(l-1)mx}^0(\delta_{l-1}) + \dot{E}_{3lmx}^0(\delta_l) \right); \quad p_{3l0x}^2 = \frac{\alpha_{l3}^2}{\gamma_{zl3}}.$$

Здесь  $\dot{E}_{(i-1)mx}^0(\delta_{i-1})$  и  $\dot{E}_{imx}^0(\delta_i)$  — напряженности электрического поля на поверхностях слоя в локальной системе координат, расчет которых подробно рассмотрен в [6].

Связь координат  $z$  с локальными координатами слоев  $z'$  определяется выражением

$$z = \sum_{l=1}^{i-1} \delta_l + z', \quad z' \in [0, \delta_i].$$

Разложим распределения комплексных амплитуд линейных плотностей токов в ряды Фурье по пространственным координатам. Так как линейные плотности  $\dot{J}_{1mz}$  и  $\dot{J}_{2mz}$  при  $z = 0$  и  $z = \delta$  равны нулю, для удовлетворения этих граничных условий дополним распределения  $\dot{J}_{1mz}(z)$  и  $\dot{J}_{2mz}(z)$  до нечетных функций и разложим в синусные тригонометрические ряды с пространственной частотой  $\omega_z$ , равной  $\pi/\delta$ , т. е.:

$$\dot{J}_{1mz}(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \dot{J}_{1mz}^k \sin(k\omega_z z); \quad \dot{J}_{2mz}(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \dot{J}_{2mz}^k \sin(k\omega_z z). \quad (5)$$

Таким образом, расчет распределения плотности вертикальной составляющей тока в слоях контактного соединения сводится к решению задачи распределения тока в проводнике, состоящем из  $n$  последовательно соединенных слоев, рассмотренной в [6]. Распределение плотности тока  $\dot{\sigma}_{mz}(x, z)$  в  $i$ -м слое в локальной системе координат будет (индекс области 2 в дальнейшем опускается)

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{imz}(x, z') = & \sum_{k=0}^{\infty} \left( \dot{\sigma}_{imz}^k(0) \frac{\operatorname{sh}(p_{ikz}(l-x))}{\operatorname{sh}(p_{ikz}l)} + \dot{\sigma}_{imz}^k(l) \frac{\operatorname{sh}(p_{ikz}x)}{\operatorname{sh}(p_{ikz}l)} \right) \sin \left( k\omega_z \left( \sum_{l=1}^{i-1} \delta_l + z' \right) \right) + \\ & + \sum_{k=0}^{\infty} \left( \Delta \dot{\sigma}_{imz}^k(0) \frac{\operatorname{sh}(p'_{ikz}(\delta_i - z'))}{\operatorname{sh}(p'_{ikz}\delta_i)} + \Delta \dot{\sigma}_{imz}^k(\delta_i) \frac{\operatorname{sh}(p'_{ikz}z')}{\operatorname{sh}(p'_{ikz}\delta_i)} \right) \cos(k\omega_x x), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\text{где } \omega_z = \frac{\pi}{\delta}; \quad \omega_x = \frac{\pi}{l}; \quad p_{ikz}^2 = \frac{\alpha_i^2 + \gamma_{zi}(k\omega_z)^2}{\gamma_{xi}}; \quad p'_{ikz}^2 = \frac{\alpha_i^2 + \gamma_{xi}(k\omega_x)^2}{\gamma_{zi}}.$$

В (6) граничные условия  $\dot{\sigma}_{imz}^k(0)$  и  $\dot{\sigma}_{imz}^k(l)$  подлежат определению через комплексные амплитуды пространственных гармоник  $\dot{J}_{1mz}^k$  и  $\dot{J}_{2mz}^k$ . Распределение пространственных амплитуд каждой гармоники  $\dot{\sigma}_{mz}^k(x)$  рассматривается как процесс проникновения в контактное соединение электромагнитных волн с границ контактного узла ( $x = 0, l$ ). Первое слагаемое первой суммы в (6) обусловлено плотностью  $\dot{J}_{1mz}^k$ , а второе —  $\dot{J}_{2mz}^k$ . Величины пространственных амплитуд этих линейных плотностей

токов для любого слоя связаны с плотностью амплитуды  $k$ -й гармоники  $\dot{\sigma}_{mz}^k(x)$  соотношениями [7]:

$$\dot{\sigma}_{imz}^k(0) = j_{1mz}^k p_{ikz} \operatorname{cth}(p_{ikz}l/2); \quad \dot{\sigma}_{imz}^k(l) = j_{2mz}^k p_{ikz} \operatorname{cth}(p_{ikz}l/2). \quad (7)$$

Расчет значений плотностей токов от невязок на границах слоев  $\Delta\dot{\sigma}_{imz}^k(0)$  и  $\Delta\dot{\sigma}_{imz}^k(\delta_i)$  приведен в [6] и здесь не рассматривается.

Для решения дифференциального уравнения (1) относительно плотности горизонтальной составляющей тока необходимо установить величины и функциональные зависимости линейных плотностей продольных составляющих токов  $j_{1mx}$ ,  $j_{2mx}$ , ...,  $j_{nmx}$  в каждом слое контактного соединения. Как следует из рис. 1а, линии плотности тока  $\sigma_z$  при переходе границ раздела сред ( $z = \delta_1$ ,  $z = \delta_1 + \delta_2$  и т. д.) изменяют величину как самого тока  $I_x$ , так и его плотности  $\sigma_x$ .

Величина линейной плотности тока  $i$ -й полосы вдоль контактного соединения с учетом (7) будет [7, 8]

$$\begin{aligned} j_{imx}(x) = j_{1imx}^0 - \int_0^x (\dot{\sigma}_{imz}(x, \delta_i) - \dot{\sigma}_{imz}(x, 0)) dx = j_{1imx}^0 - \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{\operatorname{sh}(p_{ikz}x/2)}{\operatorname{sh}^2(p_{ikz}l)} \right) \times \\ \times \left( \sin\left(k\omega_z \sum_{l=1}^i \delta_l\right) - \sin\left(k\omega_z \sum_{l=1}^{i-1} \delta_l\right) \right) \times \\ \times \left( j_{1mz}^k \operatorname{sh}(p_{ikz}(l-x)/2) + j_{2mz}^k \operatorname{sh}(p_{ikz}x/2) \right) - \sum_{k=0}^{\infty} \left( \Delta\dot{\sigma}_{imz}^k(\delta_i) - \Delta\dot{\sigma}_{imz}^k(0) \right) \frac{\sin(k\omega_x x)}{k\omega_x}. \end{aligned} \quad (8)$$

При решении задачи зависимости  $j_{imx}(x)$  в общем случае представляются суммой из трех слагаемых: постоянной составляющей  $j_{imx}^0$  (нулевая гармоника), составляющей, изменяющейся вдоль координаты  $x$  по линейному закону  $j_{0imx}^0 x$ , и набором гармонических составляющих, изменяющихся по синусоидальному закону [7], т. е.

$$j_{imx}(x) = j_{imx}^0 + j_{0imx}^0 x + \sum_{k=1}^{\infty} j_{imx}^k \sin(k\omega_x x); \quad x \in [0, l], \quad (9)$$

где  $j_{imx}^k$  — комплексные амплитуды пространственных гармоник разложения в синусный ряд дополненной до нечетной функции  $j_{imx}(x) - j_{imx}^0 - j_{0imx}^0 x$ .

Величина  $j_{imx}^0$  в (9) равна  $j_{1imx}^0$ , а  $j_{0imx}^0 = (j_{3imx}^0 - j_{1imx}^0) / l$ .

Таким образом, задача расчета распределения плотности продольной составляющей тока соответствует случаю, когда в каждом слое контактного узла известна величина амплитуды  $k$ -й гармоники протекающего тока, приведенному в [6]. При этом решение уравнений должно удовлетворять граничным условиям на линиях 1—1' и 2—2' сопряжения областей 1, 2 и 2, 3, т. е. представляется суммой решений аналогично, как

для вертикальной составляющей плотности тока  $\dot{\sigma}_{imz}$  [6, 7]. С учетом отмеченного распределение  $\dot{\sigma}_{imx}$  в локальных системах координат слоев будет [6–8]:

$$\dot{\sigma}_{imx}(x, z') = \dot{\sigma}_{imx}^0(z') + \dot{\sigma}_{0imx}^0(z')x + \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\sigma}_{imx}^k(z') \sin(k\omega_x x) + \sum_{k=0}^{\infty} \left( \Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(0) \frac{\text{sh}(p'_{ikx}(l-x))}{\text{sh}(p'_{ikx}l)} + \Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(l) \frac{\text{sh}(p'_{ikx}x)}{\text{sh}(p'_{ikx}l)} \right) \cos(k\omega_{zi}z'), \quad (10)$$

где

$$\omega_{zi} = \frac{\pi}{\delta_i}; \quad p'_{ikx} = \frac{\alpha_i^2 + \gamma_{zi}(k\omega_{zi})^2}{\gamma_{xi}}; \quad z' = z - \sum_{l=1}^{i-1} \delta_l.$$

Величины  $\dot{\sigma}_{imx}^0(z')$ ,  $\dot{\sigma}_{0imx}^0(z')$  и  $\dot{\sigma}_{imx}^k(z')$  в (10) в  $i$ -м слое рассчитываются через напряженности электрического поля  $\dot{E}_{imx}^k(0)$  и  $\dot{E}_{imx}^k(\delta_i)$  на границах слоя. Сами напряженности на границах слоев определяются для случая, когда в каждом из них известна величина протекающего тока [6]. Граничные значения невязок  $\Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(0)$  и  $\Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(l)$  в (10) однозначно определяются из условия равенства нормальных составляющих плотности тока на границах раздела, записанного для каждого слоя на границах областей 1, 2 ( $x = 0$ ) и 2, 3 ( $x = l$ ). Значения неизвестных  $\Delta \dot{\sigma}_{imx}^k$  находятся по результатам разложения в ряд по косинусам вдоль координаты  $z'$  в пределах каждого слоя, дополненным до четных функций  $\dot{\sigma}_{imx}^0(z') - \dot{\sigma}_{imx}^0(z')$  при  $x = 0$  и  $\dot{\sigma}_{imx}^0(z') - \dot{\sigma}_{imx}^0(z') - \dot{\sigma}_{imx}^0(z')l$  при  $x = l$  с учетом (9) так же, как в [6, 7].

Приведенные формулы (6) и (10) позволяют исследовать распределение характеристик электрического поля в контакте (векторов плотности токов и напряженности электрического поля и их проекций). Характеристики магнитного поля (комплексную амплитуду напряженности  $\dot{H}_{imy}$ ) в сечении каждого слоя можно найти, проинтегрировав составляющую плотности тока  $\dot{\sigma}_{imx}$  по высоте контакта (координата  $z$ ) или составляющую  $\dot{\sigma}_{imz}$  по длине контакта (координата  $x$ ). В первом случае выражение для расчета напряженности магнитного поля в сечении  $i$ -го слоя с учетом (10) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{H}_{imy}(x, z') &= \dot{H}_{imy}(x, 0) + \int_0^z \dot{\sigma}_{imx}(x, z) dz = -j_{mx} / 2 + \sum_{l=1}^{i-1} j_{imx}(x) + \\ &+ \int_0^{z'} \left( \dot{\sigma}_{imx}^0(z') + \dot{\sigma}_{0imx}^0(z')x + \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\sigma}_{imx}^k(z') \sin(k\omega_x x) \right) dz' + \\ &+ \sum_{k=0}^{\infty} \left( \Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(0) \frac{\text{sh}(p'_{ikx}(l-x))}{\text{sh}(p'_{ikx}l)} + \Delta \dot{\sigma}_{imx}^k(l) \frac{\text{sh}(p'_{ikx}x)}{\text{sh}(p'_{ikx}l)} \right) \frac{\sin(k\omega_{zi}z')}{k\omega_{zi}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $j_{mx}$  — линейная плотность амплитуды полного тока, протекающего через контактный узел.



**Исследование распределения плотности тока в объеме контактных соединений.** Для правильного выбора длины контактного соединения, толщины слоев защитных покрытий, контактного давления, зоны зачистки поверхностей и т. п. необходимо знать характер распределения и величину плотности вертикальной составляющей тока, перетекающего из одного проводника в другой, т. е.  $\dot{\sigma}_{imz}(x, z)$ . Как следует из (6), величина  $\dot{\sigma}_{imz}$  и ее зависимость от координат определяется многими факторами. В первую очередь к ним относятся: вид контактного соединения, электромагнитные характеристики контактирующих проводников, их толщина и количество, длина контактного соединения и т. п. Каждому контакту присущи свои характеристики. Ниже приводятся отдельные результаты расчета поля в контактах алюминиевых и стальных проводников. Распределение плотности перетекающего тока на центральной границе раздела слоев для контактов различной длины иллюстрирует рис. 2. По длине контакта оно подчиняется общим законам затухания электромагнитного поля при его диффузии в проводящую среду. Для контактов рис. 1б наибольшая плотность тока приходится на концы контактного узла, а для контактов рис. 1в — на концы неподвижных ножей. Коротким контактам присуще перетекание тока по всей длине. С ростом длины узла вследствие процесса затухания электромагнитной волны через центральную часть контактирующих поверхностей практически не происходит перетекания тока, что видно из кривых 3, 4. Как показали расчеты для алюминиевых соединений при слабо выраженном поверхностном эффекте, зоны перетекания тока обусловлены в первую очередь толщинами проводников, и основная доля перетекающего тока концентрируется на участке, равном примерно их двум толщинам. Для соединений железных проводников доминирование поверхностного эффекта приводит к тому, что зона перетекания определяется глубиной проникновения плоской электромагнитной волны, и основная доля тока перетекает на участке порядка двух глубин проникновения волны

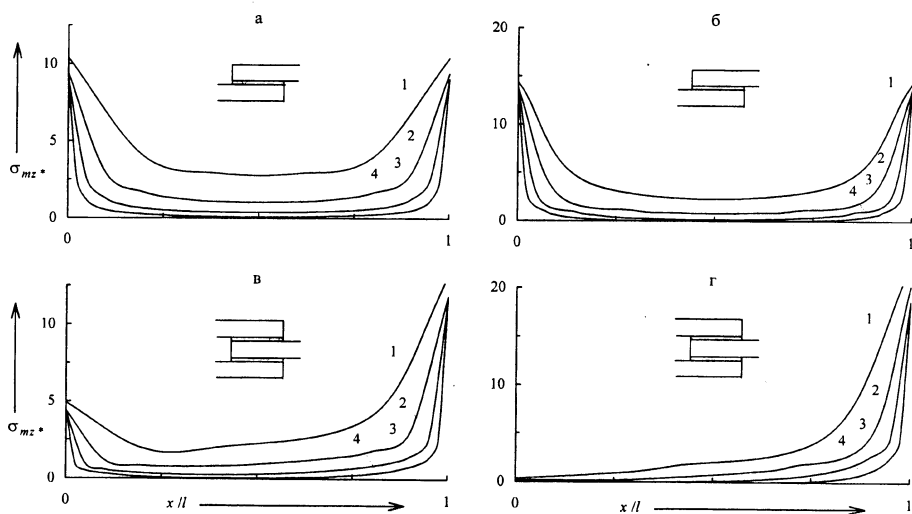


Рис. 2. Распределения относительных амплитуд плотности тока  $\sigma_{mz*}$  на центральной линии раздела контактов: а, в — алюминиевых; б, г — железных; 1 —  $l = 0,5\delta_1$ ; 2 —  $\delta_1$ ; 3 —  $2\delta_1$ ; 4 —  $4\delta_1$  (алюминий —  $\delta_1 = 10$  мм; железо — 8 мм)

(т. е. для рассматриваемой стали на длине порядка 2 мм). Кривые рис. 2 указывают не только основные участки перетекания тока из одного проводника в другой, но и места, где должна проводиться более тщательная подготовка контактных поверхностей и обеспечиваться необходимое контактное давление. Так, для симметричных контактов тщательная подготовка поверхностей и контактное давление должны приходиться на края контактного узла.

Распределение плотностей полного тока в сечении контактных соединений иллюстрирует рис. 3, на котором приведены линии с одинаковым модулем комплексной амплитуды  $\dot{\sigma}_m(x, z)$ . Наибольшим величинам плотности соответствует более темный цвет. Кривые рис. 3 наглядно показывают особенности распределения токов в контактах из алюминия и железа. Из них следует, что проводники соединения по-разному участвуют в электрической цепи контакта. Так, участки токоведущих полос по краям контакта (их длины составляют порядка двух толщин алюминиевых полос и двух глубин проникновения для полос из железа) можно считать последовательно соединенными между собой через защитные покрытия и переходный слой. Центральную часть контакта, где отсутствует перетекание токов из одной полосы в другую, можно рассматривать как параллельное соединение. Таким образом, в зависимости от вида соединения, материала токоведущих проводников и их длин по-разному может быть представлена электрическая схема замещения контактного узла.

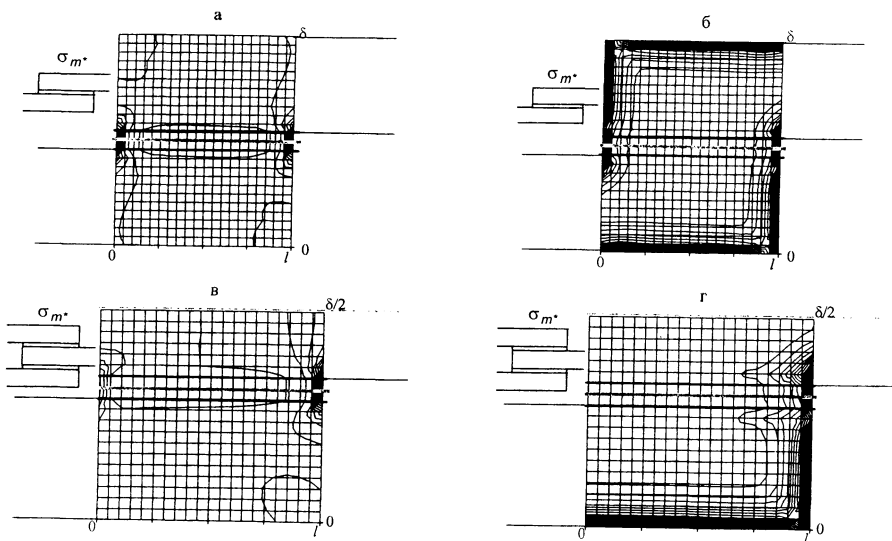


Рис. 3. Распределение относительных амплитуд полной плотности тока  $\sigma_{m*} = \sigma_m \delta / J_m$  в сечении контактных соединений из проводников: а, в — алюминиевых; б, г — железных;  $l = 2\delta_1$

## ВЫВОДЫ

1. Предложена обобщенная многослойная проводящая структура, состоящая из трех областей и позволяющая путем задания соответствующих электромагнитных характеристик слоев и их количества воспроизводить различные конструкции плоских контактных соединений.

2. Получены решения уравнений математической модели макроскопического электромагнитного поля применительно к плоским многослойным контактными соединениям, что позволило создать основы расчета токораспределения в контактах и определения их электрических характеристик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бредихин А. М., Хомяков М. В. Электрические контактные соединения. — М.: Энергия, 1980.
2. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А. Шероховатость поверхностей: Теоретико-вероятностный подход. — М.: Наука, 1975.
3. Демкин Н. Б., Рыжов Э. В. Качество поверхности и контакт деталей машин. — М.: Машиностроение, 1981.
4. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Решение краевой задачи токораспределения в шинопроводе прямоугольного профиля итерационным методом // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 1996. — № 3—4. — С. 3—8.
5. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Электромагнитное поле токопровода прямоугольного профиля // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 1996. — № 5—6. — С. 18—23.
6. Электромагнитные процессы в слоистых проводниках и структурах контактных соединений / А. Н. Герасимович, Д. А. Герасимович, Г. В. Яковлев и др. // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 2001. — № 2. — С. 11—25.
7. Основы расчета токораспределения в плоских контактных соединениях / А. Н. Герасимович, Д. А. Герасимович, Г. В. Яковлев и др. // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 2000. — № 3. — С. 12—24.
8. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А., Яковлев Г. В. Токораспределение в плоском контактном соединении разнородных проводников // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 2000. — № 5. — С. 13—26.

Представлена кафедрой  
электрических станций

Поступила 20.03.2001

УДК 621.06.064

## АЛГОРИТМ УЧЕТА КОММУТАЦИЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ВЫКЛЮЧАТЕЛЕЙ И РАСЧЕТА ИХ ОСТАТОЧНОГО МЕХАНИЧЕСКОГО И КОММУТАЦИОННОГО РЕСУРСОВ

**Канд. техн. наук СОПЬЯНИК В. Х.,  
инженеры АБАТУРИН В. А., ЖУК Е. И.**

*Научно-исследовательское и проектное республиканское  
унитарное предприятие «БелТЭИ»*

Высоковольтные выключатели (ВВ) в процессе эксплуатации участвуют в ликвидации аварий и расходуют свой коммутационный и механический ресурс, который зависит от количества коммутационных операций (включено, отключено) и величин коммутируемых ими токов.

Целью данного алгоритма является повышение эффективности эксплуатации ВВ путем автоматического сбора в АСУ ТП энергоблоков, ОРУ электрических станций и подстанций информации о коммутацион-