

5. Гераскин О. Т. Рототабельное центральное композиционное планирование для выбора коэффициентов ускорения при расчетах режимов в больших ЭЭС // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 1999. — № 1. — С. 3—11.

6. Гераскин О. Т. Математические модели для задач управления режимами электроэнергетических систем. — М.: ВИПКэнерго, 1983. — 74 с.

Представлена кафедрой
эксплуатации электрических станций,
сетей и систем

Поступила 5.10.1999

УДК 621.3.066.6

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПЛОСКИХ КОНТАКТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

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

Белорусская государственная политехническая академия

Инж. ЯКОВЛЕВ Г. В.

ПО «Витебскэнерго»

Канд. техн. наук МИШКИНА М. А., инж. ЕЖЕНКОВ Г. Г.

НИЛ упрочняющих технологий при БГПА

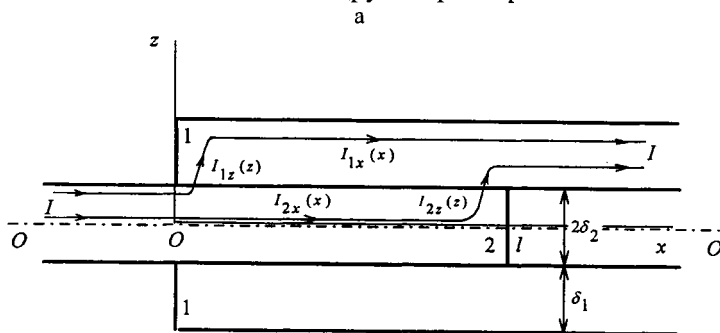
Плоские контакты являются составной частью полосовых шин, ошиновки распределительных устройств и электрических аппаратов. Существует значительное число работ, связанных с исследованиями выполнения контактных соединений, изменением их состояния, контролем качества и испытаниями [1—6]. Анализ электрических процессов в них базируется на решении уравнения электрического потенциала для торцевых контактов при протекании постоянного тока и введения понятия переходного сопротивления [3—5]. Однако, как отмечается в [2], не все физические явления между контактирующими проводниками до конца исследованы и объяснены.

Создание высоконадежных соединений требует знания характеристик протекающих в них электромагнитных процессов, что обуславливает необходимость разработки более совершенной теории электрических контактов. Некоторые результаты расчета токов в проводниках плоского контактного соединения и характера их распределения по площади касания получены в [6—8]. В качестве математической модели при этом использованы потенциальное поле и аппарат конформных отображений, как в [6], или дифференциальные уравнения для электрической цепи с распределенными параметрами, как в [7, 8]. При таком подходе игнорируется ряд важных факторов: частота тока, магнитные

свойства и толщина проводников и самого контактного соединения, объемное распределение плотности токов и т. п.

Конструирование плоского соединения связано с расчетом токораспределения в нем, позволяющего определить места более тщательной подготовки контактных поверхностей, установки болтов, поддержания контактного давления и др. Получить анализ распределения параметров электромагнитного поля по всему объему контакта возможно на основе математической модели макроскопического электромагнитного поля.

Математическая модель электромагнитных процессов в контактном соединении. Расчет электромагнитных характеристик поля плоского контакта в установившемся режиме при протекании по нему переменного тока рассмотрим на примере конструкции рис. 1, которая широко используется в разъединителях и других аппаратах. Соединение состоит из неподвижных 1 и подвижного 2 контактов. Поверхности для защиты от окисления и коррозии покрывают более стойким к окислению металлом, вследствие чего соединение по отношению к электромагнитному полю является многослойной средой. Каждому слою присущи свои электромагнитные характеристики: γ — электрическая проводимость и μ — магнитная проницаемость. Отдельные слои могут обладать нелинейными свойствами. Отмеченное существенно усложняет решение задачи, и на данном этапе при разработке основ расчета токораспределения в целом контактное соединение рассматривается как однородная изотропная или эквивалентно-однородная среда с постоянными характеристиками. Последние определяются в соответствии с приведенными в [9] рекомендациями. Такой подход позволяет также учесть шероховатости контактирующих поверхностей путем уменьшения проводимости переходного слоя пропорционально отношению площади соприкосновения к общей площади контакта и другие факторы.



б

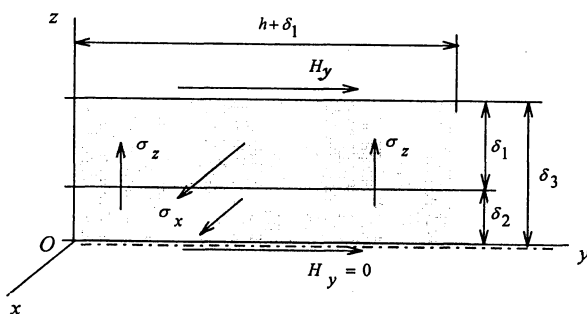


Рис. 1. Распределение составляющих электромагнитного поля в контактном узле: а — тока; б — векторов

Электромагнитное состояние в объеме контактного соединения удовлетворяет уравнениям поля [10]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\sigma} \quad (\text{a}); \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (\text{б}); \quad (1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{a}); \quad \vec{\sigma} = \gamma \vec{E} \quad (\text{б}); \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{в}), \quad (2)$$

где \vec{H} , \vec{E} и $\vec{\sigma}$ — векторы напряженности магнитного и электрического полей и плотности тока проводимости;

\vec{B} — вектор индукции магнитного поля.

Векторы поля при принятой прямоугольной системе координат зависят от переменных x , y , z . Трехмерная зависимость векторов в сочетании с неизвестными краевыми условиями делает задачу аналитического расчета распределения поля трудно разрешимой даже с применением вычислительной техники. Для получения аналитических решений сведем задачу к двумерной, используя свойства плоской волны. На данном этапе будем полагать, что по ширине полос и контакта h (вдоль координаты y) параметры поля остаются неизменными. Поле проникает в тело полос и контакта через все боковые поверхности, и для сохранения энергетических характеристик проникновение волны следует рассматривать через верхнюю и нижнюю поверхности с результирующей шириной каждой $h + \delta_1$. В вершинах прямоугольных шин и контакта поле можно определить как результат наложения полей, проникающих через боковые поверхности, примыкающие к этим областям.

При решении краевой задачи при принятых допущениях используем симметрию системы относительно оси OO и будем рассматривать только верхнюю часть соединения (рис. 1а). На границе области $z = 0$ составляющая напряженности магнитного поля H_y будет равна нулю. Эта же составляющая напряженности принимается равной нулю на нижней грани полосы 1 ($z = \delta_2$) вне зоны контакта при расчете в ней токораспределения, из-за незначительного расстояния между полосами 1. В зоне контакта протекают вертикальные $I_z(z)$ и горизонтальные $I_x(x)$ составляющие токов, величины которых соответственно зависят от z и x . На границах области составляющие тока $I_z(z)$ и $I_x(x)$ будут:

$$\begin{aligned} I_{1z}(0) = 0; & \quad I_{1z}(\delta_3) = 0; & \quad I_{2z}(0) = 0; & \quad I_{2z}(\delta_3) = 0; \\ I_{1x}(0) = 0; & \quad I_{1x}(l) = I; & \quad I_{2x}(0) = I; & \quad I_{2x}(l) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Для полос проводников вне зоны контактов величины токов неизменны. Система уравнений (1), (2) разрешается относительно комплексной амплитуды вектора плотности тока $\vec{\sigma}_m$

$$\begin{aligned} \partial^2 \vec{\sigma}_m(x, z) / \partial x^2 + \partial^2 \vec{\sigma}_m(x, z) / \partial z^2 - \alpha^2 \vec{\sigma}_m(x, z) = 0; \\ \alpha^2 = j\omega\gamma\mu. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение некорректной краевой задачи (4) требует определения граничных условий $\vec{\sigma}_{mz}(0, z)$, $\vec{\sigma}_{mz}(l, z)$, $\vec{\sigma}_{mx}(x, 0)$, $\vec{\sigma}_{mx}(x, \delta_3)$ (проекции век-

тора плотности тока) и при использовании метода разделения переменных Фурье — установления функциональных зависимостей $\dot{\sigma}_{mz}$ от z , а $\dot{\sigma}_{mx}$ от x .

Расчет распределения плотностей поперечных составляющих токов контактного соединения. Аналитическое решение задачи токораспределения производится итерационным методом [11—13]. Предварительно (первая итерация) установим зависимости $\dot{\sigma}_{mz}(z)$ и $\dot{\sigma}_{mx}(x)$. Для этого найдем распределение плотности тока в проводниках 1 и 2 на границе и вне зоны контактного соединения (рис. 1а) из решения (4).

Распределение плотности токов по координате z в проводниках 1, 2 и на границе контактного узла с учетом (3) будет [11—13]:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{1mx}(0, z) = 0; \quad \dot{\sigma}_{1mx}(l, z) = \alpha \dot{J}_m \operatorname{ch}(\alpha(z - \delta_2)) / \operatorname{sh}(\alpha \delta_1); \quad z \in [\delta_2, \delta_3]; \\ \dot{\sigma}_{2mx}(0, z) = \alpha \dot{J}_m \operatorname{ch}(\alpha z) / \operatorname{sh}(\alpha \delta_2); \quad \dot{\sigma}_{2mx}(l, z) = 0; \quad z \in [0, \delta_2], \end{aligned} \quad (5)$$

$\dot{J}_m = \dot{I}_m / (h + \delta_1)$ — линейная плотность тока, приходящаяся на единицу эквивалентной ширины.

В зоне контакта распределение плотности токов $\dot{\sigma}_{mx}$ подлежит определению. Первоначально контактный узел заменим длинным проводником толщиной, равной суммарной толщине полос. Для такого проводника распределение плотности тока будет рассчитываться аналогично [11—13]

$$\dot{\sigma}_{mx}(z) = \alpha \dot{J}_m \operatorname{ch}(\alpha z) / \operatorname{sh}(\alpha \delta_3); \quad z \in [0, \delta_3]; \quad x \in [0, l]. \quad (6)$$

Теперь найдем закон изменения линейных плотностей токов \dot{J}_{1mz} и \dot{J}_{2mz} по высоте каждой из полос. Линии плотности тока первой полосы $\dot{\sigma}_{1mx}$ в области, прилегающей к границе $x = 0$, $z \in [\delta_2, \delta_3]$, изменяют свое направление и становятся линиями плотности тока $\dot{\sigma}_{1mz}$, что позволяет установить функциональную зависимость тока \dot{J}_{1mz} от координаты z в каждой из полос. Изменение тока \dot{J}_{1mz} по высоте в собственной полосе 1 и тока \dot{J}_{2mz} в полосе 2 будет:

$$\dot{J}_{1mz}(z) = \int_z^{\delta_3} \dot{\sigma}_{mx}(z) dz = \dot{J}_m (1 - \operatorname{sh}(\alpha z) / \operatorname{sh}(\alpha \delta_3)); \quad z \in [\delta_2, \delta_3]; \quad (7)$$

$$\dot{J}_{2mz}(z) = \int_0^z \dot{\sigma}_{mx}(z) dz = \dot{J}_m \operatorname{sh}(\alpha z) / \operatorname{sh}(\alpha \delta_3); \quad z \in [0, \delta_2]. \quad (8)$$

Для установления зависимости тока $\dot{J}_{1mz}(z)$ в полосе 2 и $\dot{J}_{2mz}(z)$ в полосе 1 используем уже известные распределения плотности тока собственно в полосах на границах контактного узла, рассчитываемые по (5), и распределение в контактном соединении (6). Плотности тока в

области узла $z \in [0, \delta_2]$ будут определяться разностями плотностей токов полосы и соединения. Распределение тока $\dot{J}_{1mz}(z)$ в полосе 2 имеет вид

$$\dot{J}_{1mz}(z) = \int_0^z (\dot{\sigma}_{2mx}(z) - \dot{\sigma}_{mx}(z)) dz; \quad z \in [0, \delta_2]. \quad (9)$$

Таким же образом устанавливается зависимость тока $\dot{J}_{2mz}(z)$ в полосе 1

$$\dot{J}_{2mz}(z) = \int_z^{\delta_3} (\dot{\sigma}_{1mx}(z) - \dot{\sigma}_{mx}(z)) dz; \quad z \in [\delta_2, \delta_3]. \quad (10)$$

На рис. 2а представлено распределение величины комплексной амплитуды составляющей тока $\dot{J}_{1mz}(z)$ по высоте соединения. Подобный характер распределения присущ и току $\dot{J}_{2mz}(z)$. Разложим распределения комплексных амплитуд токов $\dot{J}_{mz}(z)$ (или их линейные плотности) в ряды Фурье. Так как токи \dot{J}_{1mz} и \dot{J}_{2mz} при $z = 0$ и $z = \delta_3$ равны нулю,

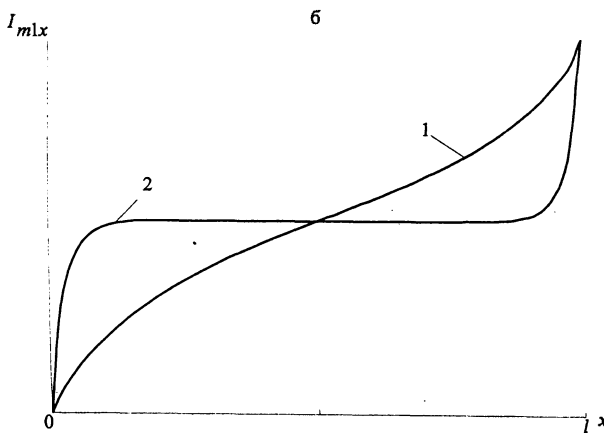
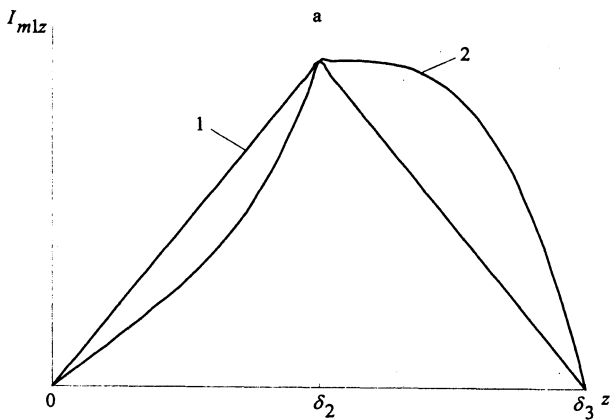


Рис. 2. Распределение составляющих токов в контактном узле: а — поперечная составляющая тока; 1 — $\delta_3 = a_3$; 2 — $10a_3$; б — продольная составляющая тока; 1 — $l = a_3$; 2 — $10a_3$; $\delta_3 = a_3$

распределения $J_{1mz}(z)$ и $J_{2mz}(z)$ разложим в синусоидальный ряд с пространственной частотой ω_z , равной π/δ_3 , и амплитудами пространственных гармоник J_{1mz}^k и J_{2mz}^k .

Каждой гармонике тока J_{mz}^k будет соответствовать гармоника ее плотности, что позволяет преобразовать уравнение в частных производных (4) в совокупность дифференциальных уравнений второго порядка. Для k -й гармоники плотности тока будем иметь

$$\partial^2 \dot{\sigma}_{mz}^k(x) / \partial x^2 - p_{kz}^2 \dot{\sigma}_{mz}^k(x) = 0; \quad p_{kz}^2 = \alpha^2 + (k\omega_z)^2. \quad (11)$$

Решение уравнения (11) при граничных условиях $\dot{\sigma}_{mz}^k(0)$ и $\dot{\sigma}_{mz}^k(l)$ имеет вид [13]

$$\dot{\sigma}_{mz}^k(x) = (\dot{\sigma}_{mz}^k(0) \operatorname{sh}(p_{kz}(l-x)) + \dot{\sigma}_{mz}^k(l) \operatorname{sh}(p_{kz}x)) / \operatorname{sh}(p_{kz}l). \quad (12)$$

В (12) $\dot{\sigma}_{mz}^k(0)$ и $\dot{\sigma}_{mz}^k(l)$ подлежат определению через J_{1mz}^k и J_{2mz}^k . Распределение $\dot{\sigma}_{mz}^k(x)$ рассматривается как процесс проникновения в контактное соединение электромагнитных волн с границ контактного узла ($x=0, l$). Первое слагаемое в (12) обусловлено током J_{1mz}^k , а второе — J_{2mz}^k . Величины пространственных амплитуд линейной плотности этих токов связаны с плотностью тока $\dot{\sigma}_{mz}^k(x)$ соотношениями:

$$J_{1mz}^k = \int_0^l \dot{\sigma}_{mz}^k(0) \operatorname{sh}(p_{kz}(l-x)) / \operatorname{sh}(p_{kz}l) dx = \dot{\sigma}_{mz}^k(0) p_{kz}^{-1} \operatorname{th}(p_{kz}l/2); \quad (13)$$

$$J_{2mz}^k = \int_0^l \dot{\sigma}_{mz}^k(l) \operatorname{sh}(p_{kz}x) / \operatorname{sh}(p_{kz}l) dx = \dot{\sigma}_{mz}^k(l) p_{kz}^{-1} \operatorname{th}(p_{kz}l/2). \quad (14)$$

Выражения (13), (14) позволяют определить амплитуды пространственных гармоник поперечной составляющей плотности тока на краях контактного узла по уже известным амплитудам пространственных гармоник вертикальных токов.

Распределение комплексной амплитуды плотности тока $\dot{\sigma}_{mz}(x, z)$ в контакте с учетом отмеченного будет

$$\dot{\sigma}_{mz}(x, z) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} p_{kz} \frac{\sin(k\omega_z z)}{\operatorname{sh}^2(p_{kz}l/2)} \left(J_{1mz}^k \operatorname{sh}(p_{kz}(l-x)) + J_{2mz}^k \operatorname{sh}(p_{kz}x) \right). \quad (15)$$

Формула (15) позволяет рассчитать комплексную амплитуду поперечной составляющей плотности тока по всему объему контактного со-

единения на первой итерации. На втором шаге повторно производится расчет величин токов \dot{I}_{1mz} и \dot{I}_{2mz} и их распределение по высоте. Для их вычисления необходимо определить координату x_{\min} с минимальной амплитудой плотности тока $\dot{\sigma}_{mz}(x_{\min}, \delta_2)$. Она является границей раздела областей $x \in (0, x_{\min})$ и $x \in (x_{\min}, l)$, в которых протекают соответственно токи \dot{I}_{1mz} и \dot{I}_{2mz} . Ее величина определяется из решения уравнения $\partial \dot{\sigma}_{mz}(x, \delta_2) / \partial x = 0$.

Алгоритм расчета плотности продольных составляющих токов контактного соединения. Для решения дифференциального уравнения (4) относительно $\dot{\sigma}_{mx}(x, z)$ установим зависимости продольных составляющих токов \dot{I}_{1mx} и \dot{I}_{2mx} от координаты x (вдоль контактного узла) для каждой из полос. Как следует из рис. 1а, линии плотности токов σ_z при переходе границы раздела сред ($z = \delta_2$) изменяют свое направление и переходят в линии плотности токов σ_x . Таким образом, продольная составляющая линейной плотности полного тока каждой из полос на первой итерации будет:

$$\begin{aligned} \dot{J}_{1mx}(x) &= \int_0^x \dot{\sigma}_{mz}(x, \delta_2) dx; \\ \dot{J}_{2mx}(x) &= \int_x^l \dot{\sigma}_{mz}(x, \delta_2) dx = \dot{J}_m - \dot{J}_{1mx}(x). \end{aligned} \quad (16)$$

На рис. 2б представлено распределение комплексных амплитуд продольных составляющих токов одной из полос 1 контактного соединения, рассчитанное по (16).

При решении уравнения (4) продольные токи первой и второй полос представляются в виде

$$\dot{I}_{imx}(x) = \dot{I}_{im} + i_{im} x + \sum_{k=0}^{\infty} \dot{I}_{imx}^k \sin(k\omega_x x); \quad x \in [0, l]; \quad i = 1, 2, \quad (17)$$

где $\dot{I}_{1m} = 0$; $i_{1m} = \dot{I}_m / l$; $\dot{I}_{2m} = \dot{I}_m$; $i_{2m} = -\dot{I}_m / l$; $\omega_x = \pi / l$;

\dot{I}_{imx}^k — комплексная амплитуда пространственной гармоники разложения в синусный ряд функции $\dot{I}_{imx}(x) - \dot{I}_{im} - i_{im} x$.

В связи с отмеченным уравнение (4) приводится к виду

$$\partial^2 \dot{\sigma}_{mx}^k(z) / \partial z^2 - p_{kx}^2 \dot{\sigma}_{mx}^k(z) = 0; \quad p_{kx}^2 = \alpha^2 + (k\omega_x)^2. \quad (18)$$

Контактный узел, как отмечалось ранее, рассматривается как однородная структура, и распределение плотности токов вдоль координаты z будет [13]

$$\dot{\sigma}_{mx}^k(z) = (\dot{\sigma}_{mx}^k(0)\text{sh}(p_{kx}(\delta_3 - z)) + \dot{\sigma}_{mx}^k(\delta_3)\text{sh}(p_{kx}z)) / \text{sh}(p_{kx}\delta_3). \quad (19)$$

Для вычисления составляющих плотностей токов на граничных поверхностях определим токи полос через распределение плотности $\dot{\sigma}_{mx}^k(z)$. Амплитуды составляющих токов полос для любого k будут:

$$J_{1mx}^k = \int_{\delta_2}^{\delta_3} \dot{\sigma}_{mx}^k(z) dz; \quad J_{2mx}^k = \int_0^{\delta_2} \dot{\sigma}_{mx}^k(z) dz. \quad (20)$$

Разрешив уравнения (20) относительно неизвестных $\dot{\sigma}_{mx}^k(0)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^k(\delta_3)$, получим выражения для их расчета через амплитуды токов полос:

$$\dot{\sigma}_{mx}^k(0) = \frac{J_{1mx}^{k'} \text{sh}(p_{kx} \delta_2 / 2) - J_{2mx}^{k'} \text{sh}(p_{kx} (\delta_2 + \delta_1 / 2))}{\text{sh}(p_{kx} \delta_1 / 2) \text{sh}(p_{kx} \delta_2 / 2) - \text{sh}(p_{kx} (\delta_1 + \delta_2 / 2)) \text{sh}(p_{kx} (\delta_2 + \delta_1 / 2))}; \quad (21a)$$

$$\dot{\sigma}_{mx}^k(\delta_3) = \frac{J_{2mx}^{k'} \text{sh}(p_{kx} \delta_1 / 2) - J_{1mx}^{k'} \text{sh}(p_{kx} (\delta_1 + \delta_2 / 2))}{\text{sh}(p_{kx} \delta_1 / 2) \text{sh}(p_{kx} \delta_2 / 2) - \text{sh}(p_{kx} (\delta_1 + \delta_2 / 2)) \text{sh}(p_{kx} (\delta_2 + \delta_1 / 2))}, \quad (21б)$$

где $J_{1mx}^{k'} = J_{1mx}^k p_{kx} \frac{\text{sh}(p_{kx} \delta_3)}{2\text{sh}(p_{kx} \delta_1 / 2)}$; $J_{2mx}^{k'} = J_{2mx}^k p_{kx} \frac{\text{sh}(p_{kx} \delta_3)}{2\text{sh}(p_{kx} \delta_2 / 2)}$.

При вычислении $\dot{\sigma}_{mx}^k(0)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^k(\delta_3)$ для тока \dot{I}_{1mx} следует поочередно подставлять $\dot{I}_{1m} = 0$; \dot{i}_{1m} и значения пространственных гармоник (\dot{I}_{1mx}^1 ; \dot{I}_{1mx}^2 и т. д.), а для тока \dot{I}_{2mx} — соответственно \dot{I}_{2m} ; \dot{i}_{2m} ; \dot{I}_{2mx}^1 ; \dot{I}_{2mx}^2 и т. д.

Рассчитанные по (21а, б) амплитуды плотностей тока на нижней и верхней поверхностях контактного узла позволяют определить распределение плотностей тока вдоль координаты x

$$\dot{\sigma}_{mx}^*(x, z) = \dot{\sigma}_{mx}^k(z) + \dot{\sigma}'_{mx}(z)x + \sum_{k=0}^{\infty} \dot{\sigma}_{mx}^k(z) \sin(k\omega_x x). \quad (22)$$

В (22) значения $\dot{\sigma}_{mx}(z)$, $\dot{\sigma}'_{mx}(z)$ и т. д. определяются по (19) с учетом (21) и величин составляющих токов полос.

Определенная по (22) амплитуда $\dot{\sigma}_{mx}^*(x, z)$ является только частью полных плотностей продольных составляющих токов, протекающих в контактном соединении. Обусловлено это двумя причинами. Из решения уравнений (18) рассмотренным способом следует, что в случае, если какая-либо составляющая тока в одной из полос (например 1) равна нулю, то эта полоса находится во внешнем переменном магнитном поле той же составляющей тока (не равного нулю) соседней полосы и в ней возникают вихревые токи. Во-вторых, при представлении продольных токов полос контактного соединения в соответствии с (17) исходят из того, что они протекают на протяжении длины контакта l , т. е. вихревые токи должны замыкаться в пределах $x \in [0, l]$. Частное же решение (22) дифференциального уравнения (4), построенное для промежутка $x \in [0, l]$, формально справедливо и на прилегающих к этому промежутку областях, т. е. для $x \in (-\infty, +\infty)$. Отмеченное приводит к выполнению только граничных условий (3).

Рассчитанные по (22) граничные условия плотностей продольных составляющих токов $\dot{\sigma}_{mx}^*(0, z)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^*(l, z)$ при $z \in [0, \delta_3]$ не соответствуют реальным граничным условиям (5). Для приведения в соответствие расчетных и реальных граничных условий по плотностям токов в продольные составляющие вводится дополнительная составляющая плотности $\dot{\sigma}_{*mx}(x, z)^1$. Значения этой составляющей определяются величиной невязок плотностей токов $\dot{\sigma}_{mx}(0, z)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^*(0, z)$; $\dot{\sigma}_{mx}(l, z)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^*(l, z)$. Известные величины невязок для каждой из полос на краях узла ($x = 0, l$) разложим в косинусоидальные ряды Фурье

$$\dot{\sigma}_{*mx}(x_i, z) = \dot{\sigma}_{mx}(x_i, z) - \dot{\sigma}_{mx}^*(x_i, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\sigma}_{*mx}^k(x_i) \cos(k\omega'_z z'); \quad (23)$$

$$x_i = 0, l,$$

где $\omega'_z = \pi / \delta_1$; $z' = z - \delta_2$; $z \in [\delta_2, \delta_3]$ — для полосы 1;

$\omega'_z = \pi / \delta_2$; $z' = z$; $z \in [0, \delta_2]$ — для полосы 2.

В рядах (23) отсутствуют слагаемые при $k = 0$ в силу выполнения граничных условий (3) по полным токам для $\dot{\sigma}_{mx}^*(0, z)$ и $\dot{\sigma}_{mx}^*(l, z)$. По этой же причине полные продольные токи от составляющей решения

¹ Такой подход при решении уравнения (18) и удовлетворении граничных условий (5) предложен Д. А. Герасимовичем.

$\dot{\sigma}_{*mx}(x, z)$ будут равны нулю по всей длине контактного узла, т. е. эта составляющая плотности тока носит чисто вихревой характер.

Распределение плотности тока $\dot{\sigma}_{*mx}(x, z)$ удовлетворяет уравнению (4) и для любой из амплитуд пространственных гармоник, зависящих от x , приводится к виду (11), а величина продольных составляющих плотности тока, обусловленная невязкой граничных условий, будет определяться по формуле

$$\dot{\sigma}_{*mx}^k(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{\sigma}_{*mz}^k(0) \operatorname{sh}(p'_{kz}(l-x)) + \dot{\sigma}_{*mz}^k(l) \operatorname{sh}(p'_{kz}x) \right) \cos(k\omega'_z z') / \operatorname{sh}(p'_{kz}l). \quad (24)$$

При вычислении плотностей тока $\dot{\sigma}_{*mx}(x, z)$ полос 1 и 2 по (24) используются результаты разложения в ряд Фурье величин невязок каждой из полос.

Полное распределение продольных составляющих токов контактного соединения находится как сумма составляющих $\dot{\sigma}_{*mx}^*(x, z)$ и $\dot{\sigma}_{*mx}(x, z)$

$$\dot{\sigma}_{mx}(x, z) = \dot{\sigma}_{*mx}^*(x, z) + \dot{\sigma}_{*mx}(x, z). \quad (25)$$

Таким образом, полученные в работе выражения позволяют рассчитывать распределение плотностей токов по объему контактного соединения на первой итерации. Они же являются основой для расчета на последующих итерациях. Так, на второй итерации для установления законов изменения токов $\dot{I}_{1mz}(z)$ и $\dot{I}_{2mz}(z)$ по (7), (8) в подынтегральную функцию должна вводиться зависимость $\dot{\sigma}_{*mx}(x_{\min}, z)$, а все остальные расчеты проводятся аналогично приведенным выше. Окончанием вычислительного процесса может являться неизменность граничных условий на смежных итерациях или другой критерий (число итераций).

Исследование распределения плотностей тока в объеме контактного соединения. Для правильного выбора длины контактного соединения необходимо знать характер распределения и величину плотности вертикальной составляющей тока, перетекающего из одного проводника в другой, т. е. $\dot{\sigma}_{mz}(x, \delta_2)$. Как следует из (15), сама величина $\dot{\sigma}_{mz}$ и ее зависимость от координаты x определяется многими факторами. В первую очередь к ним относятся электромагнитные характеристики проводников (величина p_{kz}), их толщина, длина соприкосновения и т. п. Каждому соединению присущи свои характеристики. Здесь же для анализа закономерностей рассмотрены узлы с длинами, равными $l = \delta_1$ и $l = 3\delta_1$. Для критериальной оценки используется эквивалентная глубина про-

никновения плоской волны $a_3 = \sqrt{2/(\omega\gamma\mu)}$. На рис. 3 представлены кривые распределения плотностей тока для случаев, когда a_3 равна 2,5; 5,0 и 10,0 мм, а линейная плотность тока $J_m = 1$ А/м. Полученные результаты показывают: чем меньше a_3 , тем неравномернее распределение плотности перетекающего тока по длине контакта. Так, если длина соединения составляет порядка четырех глубин и более ($l \geq 4a_3$), то плотность тока в конце соединения ($x \approx 0,9l$) практически равна нулю (кривая 1), а при $l \leq 2a_3$ она составляет порядка 30—50 % плотности в начале узла (кривые 2, 3). При длине соединения, равном трем толщинам проводника, результаты распределения плотности тока по краям узла практически совпадают с предыдущими, а через сердцевину поверхности соприкосновения практически не протекает вертикальная составляющая тока (рис. 3б). При этом наибольшая токовая нагрузка для рассматриваемой конструкции приходится на начало узла.

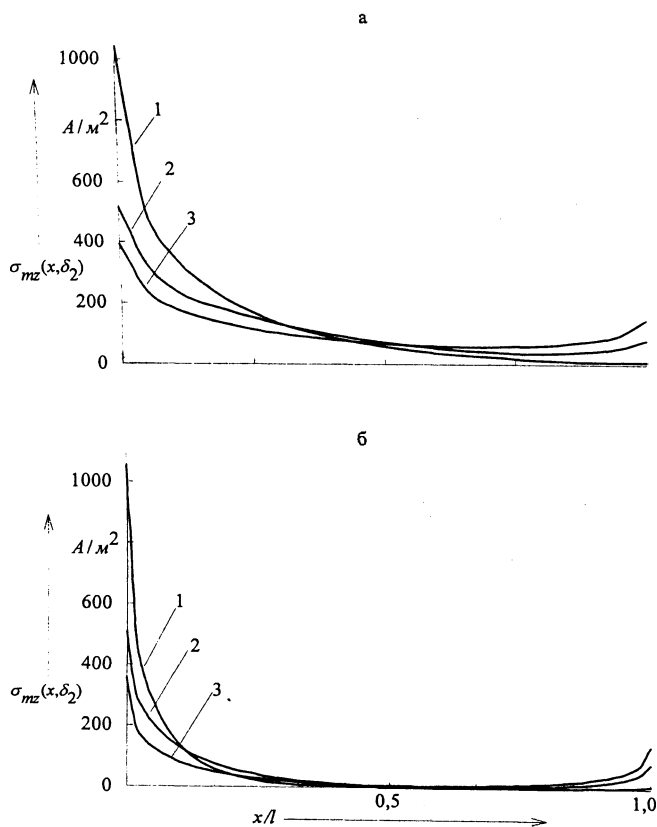


Рис. 3. Распределение плотности перетекающего тока по длине контактного узла: а — $l = \delta_1$; б — $3\delta_1$; 1 — $a_3 = 2,5$ мм; 2 — 5,0; 3 — 10,0; $\delta_1 = 2\delta_2 = 10$ мм

Распределение плотности продольной составляющей тока по толщине в различных сечениях контакта также зависит от перечисленных выше факторов. На рис. 4 приведены кривые распределения плотностей

продольной составляющей тока по краям контактных узлов (рис. 4а, в, г, е) и в их середине (рис. 4б, д). Из кривых следует, что при неизменных значениях граничных условий длина контактного узла лишь незначительно изменяет характер распределения в середине соединения. Доминирующим фактором в распределении является глубина проникновения. Если величина a_3 мала, то наибольшая токовая нагрузка приходится на крайние полосы 1. По мере увеличения a_3 распределение плотности тока по сечению в середине контакта становится более равномерным. Исследования показали, что при $l \geq 4a_3$ распределение плотности в середине сечения контакта практически совпадает с распределением тока в бесконечной длинной полосе.

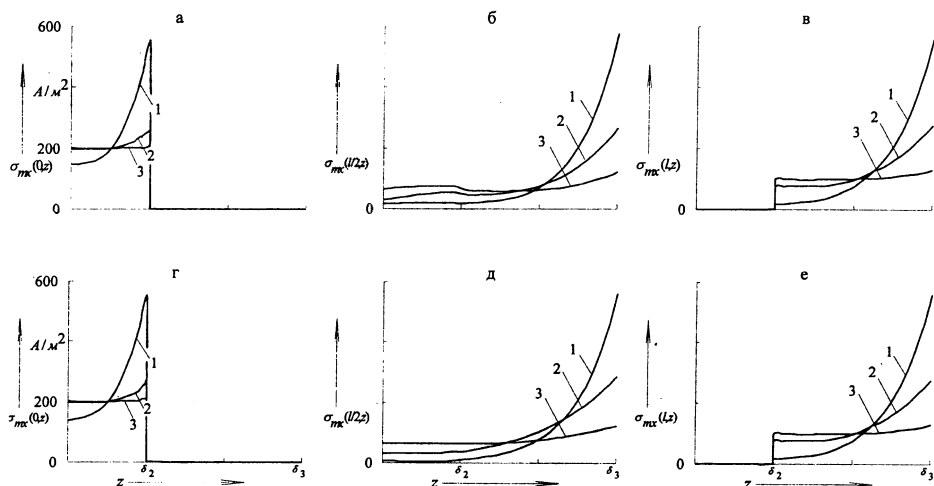


Рис. 4. Распределение плотности продольной составляющей тока контактного узла: а, в, г, е — по краям; б, д — в середине; 1 — $a_3 = 2,5$ мм; 2 — 5,0; 3 — 10,0; $\delta_1 = 10$ мм

Характер распределения плотности полного тока по объему контактных соединений иллюстрирует рис. 5, где приведены линии с одинаковым модулем комплексной амплитуды. Наибольшей величине плотности соответствует более интенсивный (темный) цвет.

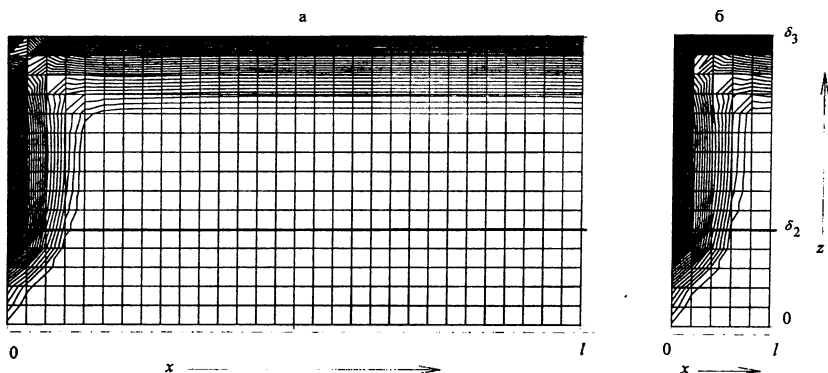


Рис. 5. Распределение амплитуды плотности тока по объему контакта: а — $l = 38\delta_1$; б — $0,5\delta_1$; $a_3 = 2,5$ мм; $\delta_1 = 10$ мм

Полученные в работе расчетные соотношения позволяют проводить исследования других электромагнитных характеристик соединения и служат основой для совершенствования теории электрического контакта.

ВЫВОДЫ

1. Проведенный в работе анализ электромагнитных процессов путем замены многослойной структуры контакта однородной средой, а проникающей в него натуральной электромагнитной волны — плоской позволил создать теоретические основы расчета дифференциальных электрических характеристик в объеме контактного соединения с использованием уравнений поля и их решения.

2. Полученные результаты дают возможность рационального выбора конструкции контактного узла, показывают области, где необходимы более тщательная подготовка рабочих поверхностей и создание требуемого контактного давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бредихин А. М., Хомяков М. В. Электрические контактные соединения. — М.: Энергия, 1980.
2. Реутт Е. К., Саксонов И. М. Электрические контакты: Элементы теории и практика эксплуатации. — М.: Воениздат, 1971.
3. Холм Р. Электрические контакты. — М.: Изд. иностр. литер., 1961.
4. Мерл В. Электрический контакт: Теория и применение на практике. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962.
5. Омельченко В. Т. Теория процессов на контактах. — Харьков: Вища школа, 1979.
6. Бойченко В. И., Дзекцер Н. Н. Контактные соединения токоведущих шин. — Л.: Энергия, 1978.
7. Юркевич В. М. Основы электрической теории контактных соединений // Электротехника. — 1999. — № 2. — С. 50—56.
8. Берман В. И., Феськов Е. М., Юркевич В. М. Новый способ оценки сопротивления контактных соединений // Промышленная энергетика. — 1999. — № 6. — С. 24—32.
9. Острейко В. Н. Расчет электромагнитных полей в многослойных средах. — Л.: ЛГУ, 1981.
10. Поливанов К. М. Теоретические основы электротехники. — Ч.3. Теория электромагнитного поля. — М.: Энергия, 1969.
11. 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.
12. 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.
13. Герасимович А. Н. Приближенные методы определения электромагнитных характеристик токоведущих систем и проводящих конструкций электроустановок: Автореф. дис. ... докт. техн. наук. — С.-Петербург: СПбГТУ, 1993. — 34 с.