УДК 621.382

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ ПОТОКОВ, НАВОДИМЫХ В ПЛОСКОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ КОНТУРЕ ТОКОМ, ПРОТЕКАЮЩИМ В ПРОВОДНИКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Б. К. Петров, О. М. Булгаков, В. В. Лупандин, С. А. Петров

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 22.12.2008 г.

Аннотация. Представлены новые аналитические выражения для расчета магнитных потоков самоиндукции и взаимоиндукции в плоских прямоугольных контурах и обусловленных протеканием токов в проводниках прямоугольного сечения. Рассмотрены обобщенные случаи расположения проводника и контура в параллельных плоскостях при высокочастотном и низкочастотном приближениях.

Ключевые слова к статье: поток самоиндукции и взаимоиндукции, проводник с прямоугольным поперечным сечением, планарные системы соединений, низкочастотное приближение, скин-эффект.

Abstract. New analytical expressions for calculation of magnetic streams of a self-induction and a mutual induction in flat rectangular contours and the currents caused by course in conductors of rectangular section are presented. The generalised cases of an arrangement of a conductor and a contour in parallel planes are considered at high-frequency and low-frequency approach.

Keywords to clause: a flow of a self-induction and mutual induction, conductor with rectangular cross section, planar systems of connections, low-frequency approach, skin-effect.

ВВЕДЕНИЕ

С ростом частоты сигнала возрастает влияние индуктивных составляющих импедансов радиоэлектронных компонентов на усилительные и частотные свойства ВЧ и СВЧ радиоэлектронных устройств. На частотах свыше 300 МГц роль эквивалентных индуктивностей систем соединений в системе факторов, лимитирующих потери мощности и реализуемую ширину полосы частот радиоэлектронной аппаратуры, становится определяющей. Поэтому повышение точности расчетов малосигнальных параметров схем твердотельных ВЧ и СВЧ усилителей мощности, обусловленных явлениями самоиндукции и взаимоиндукции в системах соединений, обеспечивает в конечном итоге повышение достоверности прогнозирования коэффициентов усиления по мощности и оптимальное проектирование межкаскадных согласующих цепей.

Планарные (полосковые) системы соединений обеспечивают воспроизводимость электрофизических параметров и максимально пригодны для автоматизации процессов сборки. Однако формулы, применяемые для расчетов индуктивностей полосок металлизации [1—3], не отличаются высокой точностью, так как получены с учетом упрощений для некоторых предельных случаев и не учитывают конечные размеры контуров, в которых наводятся потоки самоиндукции и взаимоиндукции.

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим случай, когда ток с комплексной амплитудой $\dot{I}$, равномерно распределен по сечению проводника шириной N и высотой d, длиной l (рис. 1.). В плоском прямоугольном контуре площадью $h \times l$, находящимся в одной плоскости с проводником, наводится поток взаимоиндукции с амплитудой $\dot{\Phi} = F \cdot \dot{I}$, где F — геометрический индуктивный фактор проводника по отношению к контуру [4]. Сечение проводника может быть разбито на $M = d / 2r_0$ слоев, каждый из которых включает в себя $N = w / 2r_0$ проводов круглого сечения радиуса r_0.

Тогда суммарный магнитный поток от проводника может быть представлен выражением:

$$F = 2 \cdot \sum_{i=1}^{N} \sum_{k=1}^{M} F_{ik}, \qquad (1)$$

где

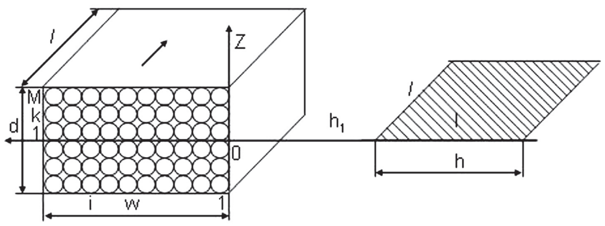

Рис. 1. К расчету потока самоиндукции от тока, протекающего по проводнику с прямоугольным поперечным сечением

$$F_{ik}=\frac{\mu_0 l}{2\pi}\left[\sqrt{1+\frac{(h^*_{ik}+h^*_{1ik}+r_0)^2}{l^2}}-\right.$$
$$-\sqrt{1+\frac{(h^*_{1ik}+r_0)^2}{l^2}}+\ln\left(\frac{l+\sqrt{l^2+(h^*_{1ik}+r_0)^2}}{l+\sqrt{l^2+(h^*_{ik}+h^*_{1ik}+r_0)^2}}\times\right. \tag{2}$$
$$\left.\left.\times\frac{h^*_{ik}+h^*_{1ik}+r_0}{h^*_{1ik}+r_0}\right)-\frac{h^*_{1ik}}{l}\right]$$

ГИФ проводника круглого сечения радиусом r_0 и длиной l по отношению к рассматриваемому контуру, $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная в СИ, $h^*_{ik}=\sqrt{(h+h_{1i}+r_0)^2+(h_{2k}+r_0)^2}-$ $-\sqrt{(h_{1i}+r_0)^2+(h_{2k}+r_0)^2}$, $h^*_{1ik}=\sqrt{(h_{1i}+r_0)^2+(h_{2k}+r_0)^2}$; $h_{1i}=(2i-1)r_0-r_0$; $h_{2k}=(2k-1)r_0-r_0$.

С учетом того, что согласно рис. 1, $Y=(2i-1)r_0$; $Z=(2k-1)r_0$; $\Delta Y=2r_0$; $\Delta Z=2r_0$; при $r_0\to0$, заменим приращение на дифференциалы: $r_0\to\frac{dY}{2}$; $r_0\to\frac{dZ}{2}$.

Тогда ГИФ всей пластины будет равен двойному интегралу:

$$F=\frac{2\mu_0}{w\cdot d\cdot\pi}\int_0^{d/2}\int_0^{w}\left[\sqrt{l^2+(h+Y)^2+Z^2}-\right.$$
$$-\sqrt{l^2+Y^2+Z^2}+l\times$$
$$\times\ln\left(\frac{l+\sqrt{l^2+Y^2+Z^2}}{l+\sqrt{l^2+(h+Y)^2+Z^2}}\times\right. \tag{3}$$
$$\left.\times\frac{\sqrt{(h+Y)^2+Z^2}}{\sqrt{Y^2+Z^2}}\right)-$$
$$\left.-\left(\sqrt{(h+Y)^2+Z^2}-\sqrt{Y^2+Z^2}\right)\right]dYdZ.$$

В результате интегрирования получим :

$$F=\theta\left(h+h_1+w\right)-\theta\left(h+h_1\right)-$$
$$-\theta\left(h_1+w\right)+\theta\left(h_1\right), \tag{4}$$

где

$$\theta(X)=\frac{\mu_0}{\pi wd}\left[\frac{Xd}{2}\left(\frac{1}{3}(\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}-\right.\right.$$
$$\left.-\sqrt{X^2+d^2/4})-l\cdot\ln\left(\frac{l+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}}{\sqrt{X^2+d^2/4}}\right)\right)+$$
$$+\frac{X}{2}\left(\frac{X^2}{3}-3l^2\right)\ln\left(\frac{d/2+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}}{\sqrt{l^2+X^2}}\right)-$$
$$-\frac{X^3}{6}\ln\left(\frac{d/2+\sqrt{X^2+d^2/4}}{X}\right)+$$
$$+\frac{d^3}{48}\ln\left(\frac{X+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}}{X+\sqrt{X^2+d^2/4}}\right)-$$
$$-\frac{l^2d}{4}\ln\left(X+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}\right)+ \tag{5}$$
$$+X^2l\left(\frac{1}{2}arctg\left(\frac{d}{2X}\right)+\right.$$
$$+arctg\left(\frac{d}{l+X+\sqrt{l^2+X^2}}\right)-$$
$$-2\left(arctg\left(\frac{l+d/2+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}}{4}\right)+\right.$$
$$\left.\left.+arctg\left(\frac{l+\sqrt{l^2+X^2}}{X}\right)\right)\right)+$$
$$+l\left(\frac{d^2}{8}arctg\left(\frac{2X}{d}\right)-2arctg\left(\frac{2\left(l+X+\sqrt{l^2+X^2}\right)}{d}\right)\right)-$$
$$-\frac{4l^2}{3}\left(arctg\left(\frac{X+d/2+\sqrt{l^2+X^2+d^2/4}}{l}\right)-\right.$$
$$\left.\left.-arctg\left(\frac{X+\sqrt{l^2+X^2}}{l}\right)\right)\right].$$

В процессе интегрирования по переменной Z (после интегрирования по Y) было сделано допущение:

$$arctg\left(\frac{l+X+\sqrt{l^2+X^2+Z^2/4}}{Z/2}\right)\approx$$
$$\approx arctg\left(\frac{l+X+\sqrt{l^2+X^2}}{Z/2}\right), \tag{6}$$

которое обеспечило запись результата интегрирования в аналитическом виде.

ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ПРИБЛИЖЕНИЯ МАЛОЙ ТОЛЩИНЫ ПРОВОДНИКА

Рассмотрим случай, когда проводник в виде тонкой металлической полоски ($d \ll w$), располагается параллельно плоскости контура на расстоянии h_2 от нее; h_0 расстояние между смежными параллельными прямыми контура и проекции проводника на плоскость контура (рис.2).

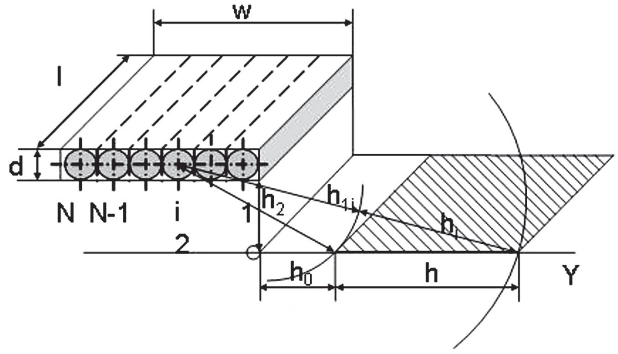

Рис. 2. К расчету потока самоиндукции от тока, протекающего по тонкой полоске металлизации

Выражение (1) сведется к сумме:

$$F_{\text{пр}} = \sum_{i=1}^{N} F_i, \tag{7}$$

при условии равномерного распределения плотности тока по сечению проводника [5]:

$$F_i = \frac{d\mu_0 l}{2\pi w}\cdot\left[\sqrt{1+\frac{\left(h_i + h_{1i} + r_0\right)^2}{l^2}} - \sqrt{1+\frac{\left(h_{1i}+r_0\right)^2}{l^2}} + \ln\frac{\left(l+\sqrt{l^2+\left(h_{1i}+r_0\right)^2}\right)\cdot\left(h_i + h_{1i}+r_0\right)}{\left(l+\sqrt{l^2+\left(h_i+h_{1i}+r_0\right)^2}\right)\cdot\left(h_{1i}+r_0\right)} - \frac{h_i}{l}\right], \tag{8}$$

где

$$h_{1i} = \sqrt{(h_2+r_0)^2 + ((2i-1)r_0 + h_1)^2} - r_0,$$

$$h_i = \sqrt{(h_2+r_0)^2 + ((2i-1)r_0 + h_1 + h)^2} - \sqrt{(h_2+r_0)^2 + ((2i-1)r_0 + h_1)^2} + r_0.$$

Устремим высоту сечения полоски к нулю: $d \to 0$. Такая ситуация характерна для частот $f \geq 300$ МГц, когда распределение тока по сечению проводника определяется скин-эффектом. Толщина скин-слоя σ для алюминиевых и золотых проводников на частоте $f = 1$ ГГц составляет менее 2,7 мкм. Таким образом в первом приближении можно считать, что высокочастотный ток, протекающий по проводнику прямоугольного сечения шириной w, сосредоточен в пределах тонкой полоски с высотой сечения, равной удвоенной толщине скин-слоя $d = 2\sigma << w$. Тогда дискретная координата i-го проводника становится непрерывной: $(2_i - 1)r_0 \to Y$, $h_2 + r_0 \to h_2$, суммирование в (7) заменяется интегрированием по переменной Y. Геометрический индуктивный фактора тонкой металлической прямоугольной полоски (рис. 2.):

$$F_{\text{п}} = \frac{\dot{\Phi}_{\text{пр}}}{I} = \frac{\mu_0 l}{2\pi w}\times \int_0^w\left[\sqrt{1+\frac{(\sqrt{h_2^2+(Y+h_0+h)^2}+r_0)^2}{l^2}} - \sqrt{1+\frac{h_2^2+(X+h_0)^2}{l^2}} + \ln\frac{\left(l+\sqrt{l^2+h_2^2+(Y+h_0)^2}\right)\left(\sqrt{h_2^2+(Y+h_0+h)^2}+r_0\right)}{\left(l+\sqrt{l^2+(\sqrt{h_2^2+(Y+h_0+h)^2}+r_0)^2}\right)\left(h_2^2+(Y+h_0)^2\right)} - \frac{\sqrt{h_2^2+(Y+h_0+h)^2}-\sqrt{h_2^2+(Y+h_0)^2}+r_0}{l}\right]dY. \tag{9}$$

Для компактной записи правой части выражения (9) введем алгебраический оператор:

$$\lambda(p) = \left[\frac{1}{2}\left(p(\sqrt{l^2+h_2^2+p^2}-\sqrt{h_2^2+p^2}) - l^2\ln(p+\sqrt{l^2+h_2^2+p^2}) + h_2^2\ln\left(\frac{p+\sqrt{l^2+h_2^2+p^2}}{p+\sqrt{h_2^2+p^2}}\right)\right) + l\left(p\ln\left(\frac{\sqrt{h_2^2+p^2}}{l+\sqrt{l^2+h_2^2+p^2}}\right) + h_2^2\left(arctg\left(\frac{p}{h_2}\right) - 2arctg\left(\frac{p+l+\sqrt{l^2+p^2+h_2^2}}{h_2}\right)\right)\right)\right]. \tag{10}$$

Тогда выражение (9) запишется в виде:

$$F_{\text{п}} = \frac{\mu_0}{2\pi w}[\lambda(h+h_0+w) - \lambda(h+h_0) - \lambda(h_0+w) + \lambda(h_0)]. \tag{11}$$

Частным случаем взаиморасположения проводника и контура является их нахождение в одной плоскости: $h_2 = 0$. Тогда выражение (9) примет вид:

$$F_n = \frac{\mu_0}{2\pi w}[\beta(h+h_0+w) - \\ -\beta(h+h_0) - \beta(h_0+w) + \beta(h_0)], \qquad (12)$$

где

$$\beta(p) = \left[\frac{1}{2}\left(p\left(\sqrt{l^2+p^2}-p\right) - \right.\right. \\ \left.\left. -l^2\ln\left(p+\sqrt{l^2+p^2}\right) + l\left(p\ln\left(\frac{p}{l+\sqrt{l^2+p^2}}\right)\right)\right)\right]. \qquad (13)$$

Рассмотрим случай: $l >> w$, характерный для монтажа радиоэлектронных компонентов на полимерных подложках. Тогда формула (12) может быть заменена более простым приближенным выражением.

$$F^*_{\text{п}} = \frac{0{,}1\cdot\mu_0 l}{\pi w}\left\{0.5\cdot h\cdot\left(\sqrt{1+\frac{h\cdot(2w+h)}{l^2}} + \right.\right. \\ \left. +\sqrt{1+\frac{h^2}{l^2}}\right) + 1.2\cdot w\cdot\left(\sqrt{1+\frac{h\cdot(2w+h)}{l^2}} + \frac{h}{l}\right) - \\ -15\cdot l\cdot\ln\left(\frac{h+\sqrt{1+\frac{h^2}{l^2}}}{h+\sqrt{1+\frac{h\cdot(2w+h)}{l^2}}}\right) + \qquad (14) \\ +7.5\cdot h\cdot\ln\left(\frac{h+\sqrt{1+\frac{h^2}{l^2}}}{h+\sqrt{1+\frac{h\cdot(2w+h)}{l^2}}}\right) + \\ \left. +\frac{0.1\cdot w}{l}\cdot\left[l\cdot\ln\left(\frac{w}{2\cdot l}\right)+l\right]\right\}.$$

Введем функцию относительной погрешности приближенного выражения:

$$\delta = \frac{F^*}{F} - 1. \qquad (15)$$

На рис. 3 приведены зависимости величины δ от ширины контура. Как следует из графиков, погрешность выражения (14) относительно исходной формулы для расчета ГИФ (12) для рассмотренных размеров проводников и контуров не превышает 6 %.

Погрешность выражения (14) для $4 \le l \le 5$ мм и $w = 0.15,...,0.25$ мм лежит в пределах $-0{,}06 \le \delta \le 0{,}02$ для $h \le 10$ мм. С увеличением ширины контура до 25 мм значение δ при тех же размерах полоски монотонно увеличивается

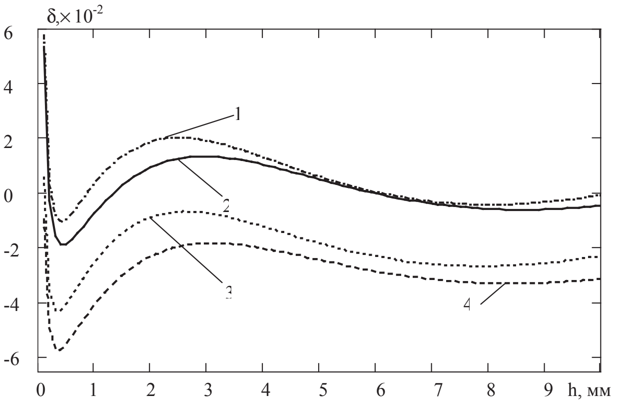

Рис. 3. Зависимость относительной погрешности приближенного выражения (14) от ширины контура: 1 — l = 4 мм, w = 0.25 мм; 2 — l = 5 мм, w = 0.25 мм; 3 — l = 4 мм, w = 0.2 мм; 4 — l = 5 мм, w = 0.15 мм

от 0.02 до 0.15. Таким образом, погрешность вычисления ГИФ по формуле (14) определяется не столько отношением w / l, из условия малости которого получена рассматриваемая формула, сколько отношением h / l.

Рассмотрим еще один частный случай, когда прямоугольный контур шириной h и длиной l, расположенный в створе тонкого проводника такой же длины, но в плоскости, перпендикулярной плоскости проводника так, что плоскость контура делит сечение проводника на две одинаковые половины высотой $d / 2$ (рис. 4).

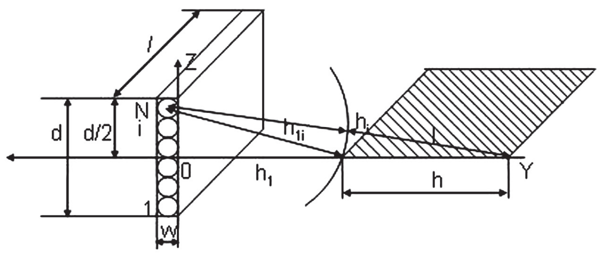

Рис. 4. К получению формулы для расчета геометрического индуктивного фактора прямоугольной полоски фольги по отношению к прямоугольному контуру, расположенному в перпендикулярной плоскости

Величина ГИФ при представлении проводника набором N проводников круглого сечения диаметром $d = 2r_0 = w$ с учетом симметрии относительно плоскости XOY:

$$F_{\text{пр}} = 2\sum_{i=1}^{N/2} F_i, \qquad (16)$$

где F_i определяется выражением (8),

$$h_{1i} = \sqrt{(h_2 + w/2)^2 + \frac{w^2}{4}(2i-1)^2} - w/2,$$

$$h_i = \sqrt{(w/2 + h_1 + h)^2 + \frac{w^2}{4}(2i-1)^2} - \\ -\sqrt{(h_1 + w/2)^2 + \frac{w^2}{4}(2i-1)^2}.$$

Устремив толщину фольги w к нулю, перейдем в выражении (16) от суммирования к интегрированию по переменной z. В результате получим:

$$F_п = \frac{\mu_0}{\pi \cdot d} \cdot \left[\xi\left(l, d, h, +h_1\right) - \xi\left(l, d, h_1\right)\right], \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \xi(l, d, X) = \frac{d}{2}[\sqrt{l^2 + X^2 + (d/2)^2} - \\ -\sqrt{X^2 + (d/2)^2}] - \\ -l^2 \cdot \ln\frac{d/2 + \sqrt{l^2 + X^2 + (d/2)^2}}{\sqrt{l^2 + (d/2)^2}} + \\ +X^2 \cdot \ln\frac{\left(d/2 + \sqrt{l^2 + X^2 + (d/2)^2}\right)\cdot X}{\sqrt{l^2 + X^2}\cdot\left(d/2 + \sqrt{X^2 + (d/2)^2}\right)} - \\ -l \cdot d \cdot \ln\frac{l + \sqrt{l^2 + X^2 + (d/2)^2}}{\sqrt{X^2 + (d/2)^2}} + \\ +2l \cdot X \cdot \left[arctg\left(\frac{d}{2X}\right) - \right. \\ -2 \cdot arctg\left(\frac{d/2 + l + \sqrt{l^2 + X^2 + (d/2)^2}}{X}\right) - \\ \left. - arctg\left(\frac{l + \sqrt{l^2 + X^2}}{X}\right)\right]. \end{aligned} \quad (18)$$

ПРИБЛИЖЕНИЕ РАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ

Рассмотрим высокочастотное приближение (рис. 5.). Будем считать, что весь ток с комплексной амплитудой $\dot{I}$ сосредоточен, в приближении постоянной плотности, в приповерхностной области, толщина которой равна удвоенной толщине скин-слоя r_0.

Комплексная амплитуда l-й гармоники потока самоиндукции $\dot{\Phi}_l$ в плоском контуре шириной h, отстоящего от проводника на h_1, может

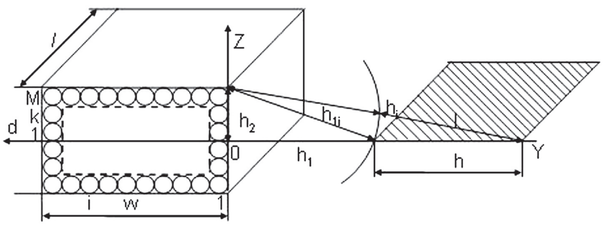

Рис. 5. К расчету ГИФ проводника с прямоугольным поперечным сечением с учетом скин-эффекта

быть найдена как сумма комплексных амплитуд магнитных потоков, наводимых токами, протекающим по приповерхностным областям граней проводника:

$$\dot{\Phi}_l = \dot{\Phi}_\perp + \dot{\Phi}'_\perp + 2 \cdot \dot{\Phi}_{||}, \quad (19)$$

здесь $\dot{\Phi}_{||}$ — магнитные потоки от параллельных плоскости контура участков слоя толщиной $2r_0$, $\dot{\Phi}_\perp, \dot{\Phi}'_\perp$ — соответственно магнитные потоки от ближнего и дальнего перпендикулярных плоскости контура участков токового слоя.

С учетом симметрии сечения проводника относительно оси OY, выражение (19) запишется в виде:

$$\dot{\Phi}_l = 2 \cdot (\dot{\Phi}_{\perp B} + \dot{\Phi}'_{\perp B} + \dot{\Phi}_{II}), \quad (20)$$

где $\dot{\Phi}_{\perp B}, \dot{\Phi}'_{\perp B}$ — магнитные потоки от «верхних» (расположенных над осью OY) частей перпендикулярных плоскости контура участков токового слоя.

Представим каждый участок, поток от которого фигурирует в выражении (20), набором проводников круглого сечения диаметром $2r_0$. Тогда для участков, параллельных плоскости контура:

$$\dot{\Phi}_{II} = \sum_{i=1}^{N} \dot{\Phi}_i; N = w/2r, \quad (21)$$

где F_i описывается выражением (8—11).

Аналогичным образом для участков сечения проводника, перпендикулярных плоскости контура, получены выражения:

$$\dot{\Phi}_{\perp B} = \frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi \cdot (d + w)} \cdot \left[\theta(h + h_1) - \theta(h_1)\right], \quad (22)$$

$$\dot{\Phi}'_{\perp B} = \frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi \cdot (d + w)} \cdot \left[\theta(h + w + h_1) - \theta(w + h_1)\right], \quad (23)$$

где $\theta(g)$ определяется выражением (18).

Искомое выражение для геометрического индуктивного фактора проводника с прямоугольным сечением по отношению к отстоящему прямоугольному контуру с учетом скин-эффекта получается делением на $\dot{I}$ правой части формулы (21) с учетом выражений (23)—(28).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Данилин В.Н.* Аналоговые полупроводниковые интегральные схемы СВЧ / В. Н. Данилин, А. И. Кушниренко, Г. В. Петров. — М.: Радио и связь, 1985. — 192 с.

2. Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д. И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 1981. — 432 с.

3. *Калантаров П.Л.* Расчет индуктивностей: Справочная книга / П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин. — Л.: Энергоатомиздат, 1986. — 488 с.

4. *Булгаков О.М.* Композиционные модели индукционных взаимодействий в мощных ВЧ и СВЧ транзисторах / О. М. Булгаков, Б. К. Петров. — Воронеж: Воронежский государственный университет, 2005. — 253 с.

5. *Булгаков О.М.* К расчету индуктивности контуров, ограниченных проводниками прямоугольного сечения / О. М. Булгаков, Б. К. Петров // Вестник Воронежского института МВД России. — Вып. 2 (21). — Воронеж: ВИ МВД РФ, 2005. — С. 17—21.

Петров Борис Константинович — доктор технических наук, профессор кафедры физики полупроводников и микроэлектроники физического факультета Воронежского госуниверситета. Закончил физический факультет ВГУ в 1962г. Сфера научных интересов — полупроводниковая СВЧ электроника, силовая электроника, наноэлектроника.

Булгаков Олег Митрофанович — доктор технических наук, закончил физический факультет Воронежского госуниверситета в 1985г. Сфера научных интересов — моделирование мощных ВЧ и СВЧ транзисторов и транзисторных усилителей.

Лупандин Владислав Владимирович — закончил физико-математический факультет Воронежского государственного педагогического университета в 2004 г. Сфера научных интересов — прикладная математика, моделирование систем.

Петров Семен Александрович — закончил радиотехнический факультет Воронежского института МВД России в 2007г. Сфера научных интересов — ВЧ и СВЧ усилители мощности, согласующие цепи и устройства.

Boris K. Petrov — Dr.Sci.Tech. (1981), the professor of chair of physics of semiconductors and microelectronics of physical faculty of the Voronezh state university. Has finished physical faculty VGU in 1962. Sphere of scientific interests — semi-conductor Over high-frequency electronics, power electronics, nanoelectronics.

Oleg M. Bulgakov — Dr.Sci.Tech. (2006), has finished physical faculty of the Voronezh state university in 1985. Sphere of scientific interests — modelling of powerful high-frequency and superhigh-frequency transistors and transistor amplifiers.

Vladislav V. Lupandin — has finished physical and mathematical faculty of the Voronezh state pedagogical university in 2004. Sphere of scientific interests — the applied mathematics, modelling of systems.

Simeon A. Petrov — has finished radio engineering faculty of the Voronezh institute of the Ministry of Internal Affairs of Russia in 2007. Sphere of scientific interests — high-frequency and superhigh-frequency amplifiers of capacity, a coordination and device chain.