

Vol. 6, no. 1. – P. 282–288. 3. Farach J.E., Grady M.V., Arapostathis A. An optimal procedure placing sensors and estimating the locations of harmonic sources in power systems // *IEEE Trans. Power Deliv.* – 1993. – Vol. 8, no. 3. – P. 1303–1310. 4. Hartana Y.Y., and Richards G.G. Constrained neural network-based identification of harmonic sources // *IEE Proc. – Gener. Transm. Distr.* – May 1999. – Vol. 146. – P. 325–329. 5. Varetsky Y., Nakonechny T. Monitoring Harmonic Sources in Distribution System by Neural Network Estimator // *Proc. of 9-th Int. Conf. Electrical Power Quality and Utilisation.* – Barcelona, 9–10 October, 2007. – P. 451–454. 6. Варецький Ю.О., Наконечний Т.І. Моделювання несинусоїдних режимів електричної мережі як засіб для побудови нейронної мережі // *Вісн. Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2007. – № 597: Електроенергетичні та електромеханічні системи. – С. 114–123.

УДК 621.3.011

Ю.М. Васецкий, И.Л. Мазуренко
Институт электродинамики НАН Украины

ОЦЕНКА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ ПО ЗАДАННОМУ УСЛОВИЮ ДЖОУЛЕВОЙ ДИССИПАЦИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСЕ

© Васецкий Ю.М., Мазуренко И.Л., 2009

Асимптотичні методи дослідження використано для отримання оцінок геометричних параметрів електромагнітних систем індукційного нагрівання металевих смуг. Проаналізовано індуктори у вигляді струмових контурів як плоскої, так і просторової конфігурацій. Розрахунки підтвердили коректність знайдених геометричних параметрів.

Asymptotic methods are used for estimation of geometrical parameters of electromagnetic systems for induction heating of metal strips. Both spatial and flat current configurations of inductors are analyzed. The calculations have confirmed correctness of obtained geometrical parameters.

Постановка проблемы. Исследование совместного проявления тепловых и электромагнитных процессов в движущихся электропроводных средах с трехмерной структурой полей представляет собой важную и в то же время трудную в расчетном отношении проблему. Задача еще более усложняется при необходимости нахождения такой геометрической конфигурации электромагнитной системы, при которой обеспечивается заданное распределение джоулевой диссипации или температуры среды. По существу в этом случае решается задача синтеза в теории электромагнитного поля – поиска геометрии электромагнитной системы по условию, накладываемому на распределение поля или его характеристик. К такой постановке приводят задачи индукционного нагрева металлических изделий [1].

Анализ последних достижений и публикаций. В данной работе рассматривается задача по определению геометрических характеристик электромагнитной системы для равномерного по ширине нагрева металлической ленты, движущейся в высокочастотном электромагнитном поле. Считается, что поле создается индуктором без сердечника, выполненным в виде катушечной рамки. Подобная система рассматривалась ранее в [2–4], где анализировалось влияние геометрии индуктора на распределение

выделяющейся тепловой энергии и температуры металлической полосы. Использование точных математических моделей неоправданно затрудняет решения задач синтеза.

Задача исследований. В данной работе ставится цель на основе применения приближенных асимптотических методов [5] дать оценку основных геометрических параметров электромагнитной системы, проанализировать токовые контуры канонической формы пространственной и плоской конфигураций.

Математическая модель. Рассматривается электромагнитная система в виде в общем случае пространственного контура с переменным током I , расположенного над движущейся со скоростью v плоской электропроводной полосой с электропроводностью γ и относительной магнитной проницаемостью μ , (рис. 1), в которой вследствие протекания вихревых токов выделяется тепловая энергия. Предполагается, что глубина проникновения поля δ значительно меньше толщины металлической ленты d . Кроме того, считается, что малым оказывается параметр $\varepsilon = \mu / (h\sqrt{\omega\mu\mu_0\gamma})$, который для немагнитных сред совпадает с малостью отношения глубины проникновения δ к высоте h расположения элемента контура над поверхностью электропроводной среды. В этом случае, как было показано в [5], решение может быть представлено в виде асимптотического ряда, членами которого являются функции от поля, созданного контуром с током, зеркально отраженным от границы раздела сред. Для нахождения электромагнитного поля вблизи токового контура может быть использована модель локально двумерного поля [6], что еще более упрощает решение задачи.

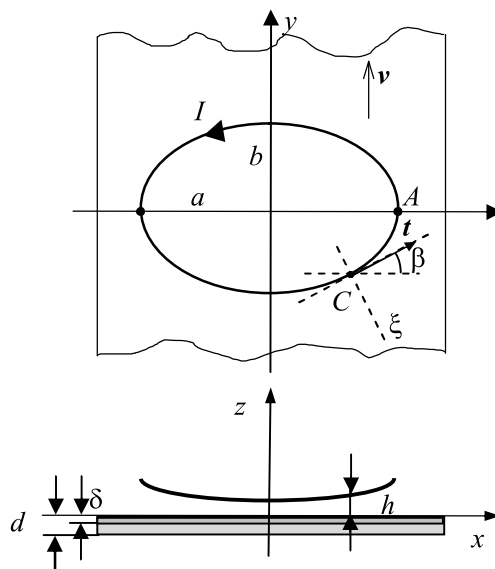


Рис. 1. Контур с током над движущейся электропроводной средой

Плотность потока электромагнитной энергии p_z внутрь металлической поверхности определяется действительной частью вертикальной компоненты вектора Пойнтинга $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \overline{\mathbf{H}}$, взятого на поверхности раздела сред $z = 0$:

$$p_z = \text{Re}(-\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{e}_z) = -\text{Re}\left(\frac{i\omega}{\mu_0} A_t \overline{B_\xi}\right), \quad (1)$$

где A_t и B_ξ компоненты векторного потенциала и индукции магнитного поля, черта над соответствующей величиной обозначает операцию комплексного сопряжения.

Для получения оценок влияния различных условий нагрева ограничимся только первым членом разложения в ряд по параметру ε функции $p_z(\xi, 0)$, определяемой по модели локально двумерного поля. В этом случае имеем:

$$p_z \approx \frac{I^2 \zeta}{\pi^2 h^2} \cdot \frac{1}{(1 + \xi^2 / h^2)^2}, \quad (2)$$

где $\zeta = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\gamma}}$ – модуль величины поверхностного импеданса.

Характерным размером области, в пределах которой происходит передача электромагнитной энергии в металл, является высота h расположения элемента контура над поверхностью раздела сред. В процессе движения ленты передача электромагнитной энергии в среду происходит неравномерно. Выделение тепла незначительно вдали от контура с током и резко увеличивается, когда участок проводящей среды проходит под контуром. По мере продвижения под контуром количество выделившегося тепла увеличивается. Его распределение поперек ленты можно характеризовать линейной плотностью энергии $P(x, y)$, переданной элементу ленты, достигшему координаты y :

$$P(x, y) = \int_{-\infty}^y p_z dy \quad (3)$$

Суммарное же количество переданной в течение всего процесса нагрева электромагнитной энергии характеризуется линейной плотностью $P(x) = P(x, \infty)$. Результирующая температура определенного участка ленты зависит от величины $P(x)$, а в случае адиабатического нагрева она непосредственно определяет температуру соответствующего участка.

Так как $P(x)$ зависит от характерного времени, в течение которого соответствующий элемент среды находился под контуром, то ясно, что $P(x)$ будет зависеть от ориентации участка контура относительно направления скорости. При этом влияние геометрии контура оказывается различным для участков вдали от краев (точка C на рис. 1) и вблизи края контура, где направление касательной к контуру параллельно вектору скорости ленты (точка A на рис. 1). Рассмотрим величину $P(x)$ отдельно для двух указанных участков контура.

Линейная плотность переданной энергии вдали от края контура. В этом случае влияние удаленных участков контура на величину $P(x)$ незначительно и при интегрировании в (3) можно пренебречь кривизной контура вблизи выделенной точки x_C (рис. 2, а).

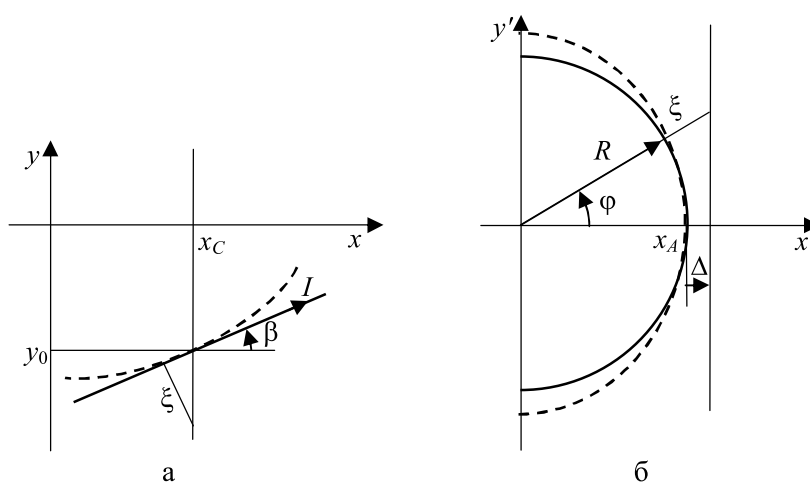


Рис. 2. К оценке линейной плотности переданной энергии

Выполняя интегрирование, найдем:

$$P(x_C) = \int_{-\infty}^{\infty} p_z(\xi(y, \beta), h) dy = \frac{I^2 \zeta}{2\pi h_C \cos \beta}, \quad (4)$$

Отсюда, в частности, следует, что для обеспечения равномерного по ширине полосы суммарного количества выделяющегося тепла необходимо выбрать профиль зазора между контуром и проводящей средой из условия:

$$h_C \cos \beta = \text{const}. \quad (5)$$

Сравнение с результатами, полученными в [4], показывает, что это условие действительно выполняется для участков ленты, которые не проходят вблизи края контура.

Линейная плотность переданной энергии вблизи края контура. Выражение (4) для $P(x)$ и соответственно условие (5) не будут справедливыми для участков ленты, перемещающейся под контуром вблизи его края. Здесь при интегрировании по (3) необходимо учитывать конечный радиус кривизны и зависимость угла наклона β от координаты y . Для выполнения оценок заменим реальную геометрию контура дугой окружности постоянного радиуса R , равным радиусу кривизны контура в точке A (рис. 2, б). Расстояние ξ и координата y , выраженные через введенные параметры, будут:

$$\xi = \frac{R + \Delta}{\cos \varphi} - R, \quad y = R \operatorname{tg} \varphi. \quad (6)$$

Подставляя эти значения в (3), найдем выражение для линейной плотности переданной энергии вблизи края контура $P(x_A + \Delta)$ в виде

$$P(x_A + \Delta) = \frac{2I^2 \zeta R}{\pi^2 h^2} J(h^*, \Delta^*). \quad (7)$$

Здесь $h^* = h/R$, $\Delta^* = \Delta/h$, функция $J(h^*, \Delta^*)$ есть

$$J(h^*, \Delta^*) = \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{\left[\cos^2 \varphi + \left(\frac{1 - \cos \varphi}{h^*} - \Delta^* \right)^2 \right]^2}, \quad (8)$$

В частном случае непосредственно под краем контура при $\Delta = 0$, учитывая, что $(h^*)^2 \ll 1$, удается получить простую оценку интеграла (8). В результате $P(x_A)$ будет:

$$P(x_A) = \frac{3I^2 \zeta}{4\pi} \frac{R^{1/2}}{h_A^{3/2}}. \quad (9)$$

Сравнение (9) и (4) показывает, что с увеличением высоты h тепловыделение вблизи края падает быстрее, чем вдали от него и, кроме того, вблизи края необходимо учитывать радиус кривизны контура, с ростом которого возрастает количество переданной электромагнитной энергии.

Геометрические параметры контуров с током. Найденные простые выражения для оценки величины линейной плотности переданной энергии позволяет проанализировать геометрические параметры индукторов для высокочастотного индукционного нагрева металлических лент. В данной работе основное внимание уделяется равномерному выделению тепла в пределах определенной ширины ленты. Рассматриваются два типа конфигураций контуров: пространственные контуры с приподнятыми краями $h = \text{var}$ и постоянным радиусом кривизны $R = \text{const}$ – контуры круглой формы; плоские контуры $h = \text{const}$ эллиптической формы, имеющие переменный радиус кривизны $R = \text{var}$.

Пространственные контуры круглой формы $h = \text{var}$, $R = \text{const}$. Выполним оценку основного геометрического фактора, который позволяет добиться относительно равномерного распределения суммарной тепловой энергии по ширине движущейся металлической ленты – отношения высоты расположения края контура к высоте участка контура, удаленного от края.

На основании (4) и (9) равенство

$$P(x_A) = 2P(x_C) \quad (10)$$

величин линейной плотности переданной энергии под краем и вдали от него приводит к следующему условию, накладываемому на геометрические параметры:

$$\frac{3 R^{1/2} h_C \cos \beta}{4 h_A^{3/2}} = 1. \quad (11)$$

Отсюда видно, что, например, для контура, проекция которого на плоскую границу раздела сред имеет форму окружности $R = \text{const}$, эффективным методом выравнивания $P(x)$ по ширине ленты может быть увеличение расстояния h_A , т. е. края контура должны быть приподняты по отношению к его центральной части.

Результаты проведенных оптимизационных расчетов для контуров с $R = \text{const}$ показаны на рис. 3 ($a = b = 0,25$ м, $\mu = 1$, $\gamma = 1,25 \cdot 10^7$ Ом·м, $f = 10^3$ Гц).

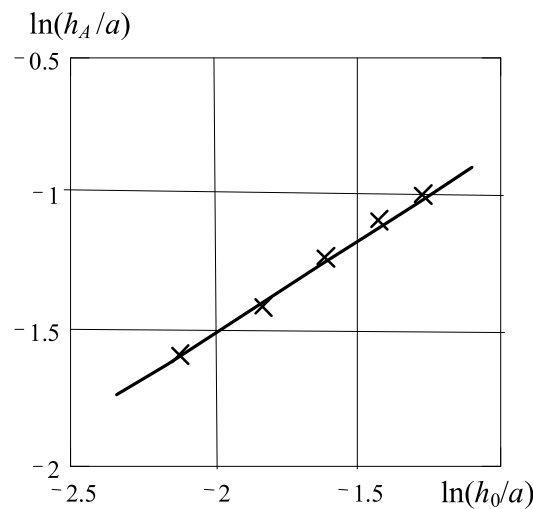


Рис. 3. × – полный расчет с использованием асимптотического разложения;

— – аппроксимация $\ln \frac{h_A}{a} = \frac{2}{3} \left(\ln \frac{h_0}{a} + \ln \sqrt{\frac{3}{4}} \right)$; h_0 – высота контура над поверхностью при $x = 0$.

Видно, что оценка дает удовлетворительное соответствие со значением, учитывающим влияние всего контура и является значительно более точной по сравнению с полученной ранее в [4].

Плоские контуры эллиптической формы $h = \text{const}$, $R = \text{var}$. Из (11) следует, что эффективным может оказаться не только использование пространственных контуров с приподнятыми краями, но и применение плоских контуров с относительно небольшим радиусом кривизны в точке A . В этой связи рассмотрим контуры эллиптической формы с длинами полуосей $b < a$ (рис. 1), для которых, как было показано в [5], выделение джоулева тепла вблизи краев уменьшается. Найдем геометрические параметры контуров, для которых выполняется условие (11) при $x_C = 0$.

Минимальный радиус кривизны контура эллиптической формы будет в точке A , где его величина оказывается $R = b^2/a$. Подставляя это значение в (11), найдем оценку отношения длин

полуосей эллипса, при котором линейная плотность выделившейся тепловой энергии одинакова в центральной точке $x = 0$ и под краем контура $x = a$:

$$\frac{b}{a} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{h}{a}}. \quad (12)$$

На рис. 4 приведены результаты полного расчета для двух значений отношения h/a . Кривые 2 показывают относительные значения линейной плотности переданной энергии с отношением полуосей эллипса в соответствие с (12). Видно, что тепловыделения в точках $x = 0$ и $x = a$ практически совпадают. Распределение выделившейся тепловой энергии по ширине ленты становится значительно более равномерным по сравнению с контуром круглой формы, расчетные данные для которых представлены кривыми 1.

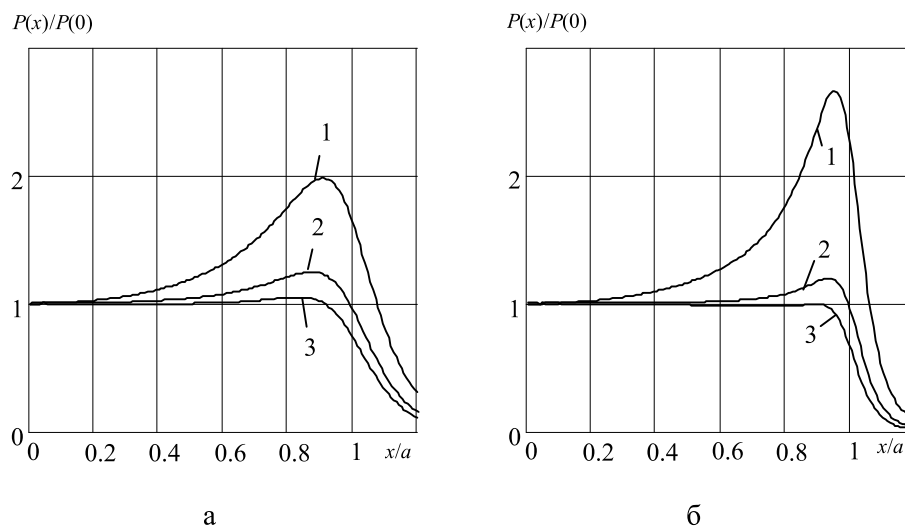


Рис. 4. Линейная плотность выделившейся тепловой энергии для эллиптического контура:
 $a - h/a = 0,2$; $б - h/a = 0,1$

Относительно использования контуров плоской формы необходимо отметить, что, несмотря на более простую конфигурацию по сравнению с пространственными контурами, из-за того, что $\beta \neq 0$ при удалении от края контура, в этой области будет повышенное тепловыделение. Данная особенность видна на характере зависимостей величины $P(x)$ при $x < x_A$ (кривые 2).

Степень неравномерности тепловыделений по ширине ленты с использованием плоских контуров эллиптической формы можно значительно уменьшить в пределах несколько меньших, чем поперечный размер контура a . Для этого отношение полуосей эллипса b/a необходимо выбрать меньше, чем то, которое обеспечивает выполнение условия (12). На рис. 4 кривые 3 соответствуют отношению полуосей эллипсов, составляющие 80 % от отношения полуосей, выбранных в соответствие с (12). Видно существенное уменьшение степени неравномерности линейной плотности выделившейся энергии, в том числе и тогда, когда контур расположен ближе к поверхности ленты и соответственно абсолютные значения интенсивности тепловыделений возрастают.

Заключение. Таким образом, представленные в работе результаты по оценке геометрических параметров систем с трехмерным распределением переменных электромагнитных полей позволяют использовать упрощенную математическую модель, в которой учитываются основные факторы, влияющие на протекающие процессы. Применительно к системам индукционного нагрева движущихся металлических лент представленная модель позволяет выполнить оценку геометрических характеристик индукторов в виде пространственных и плоских контуров с током.

Выполненный в работе анализ показывает, что для обеспечения равномерного нагрева могут быть использованы индукторы как пространственной, так и плоской форм необходимой конфигурации.

1. Rudnev V., Cook R., Loveless D., Black M. *Induction heat treatment*. – Marcel Dekker Inc., 1997.– 872 p. 2. Кондратенко И.П., Ращепкин А.П. Индукционный нагрев движущейся полосы токовыми контурами // *Технічна електродинаміка*. – 1999. – № 3. – С. 3–9. 3. Виштак Т.В., Кондратенко И.П., Ращепкин А.П. Индукционный нагрев полосы токовыми контурами канонической формы // *Технічна електродинаміка*. – 2003. – № 1. – С. 63–68. 4. Васецкий Ю.М., Городжа Л.В., Мазуренко И.Л. Оценка параметров для приближенных математических моделей электромагнитных систем с вихревыми токами // *Технічна електродинаміка: Темат. вип. Проблеми сучасної електротехніки*. – 2006. – Ч. 2. – С. 7–12. 5. Васецкий Ю.М. Электромагнитное поле импульсного тока, протекающего над проводящим полупространством. – Киев, 1992. – 37 с. (Препр. Ин-та электродинамики АН Украины, № 721). 6. Васецкий Ю.М., Мазуренко И.Л. Приближенный способ расчета электромагнитного поля вблизи токового контура, расположенного над проводящим полупространством // *Електротехніка і електроенергетика*. – 2000. – № 2. – С. 85–89.

УДК 621

J. Handke, A. Kwapisz, J. Lorenc, B. Staszak

Poznań University of Technology, Institute of Electric Power Engineering
Poznań, Poland, e-mail: office_iec@put.poznan.pl

EVALUATION OF GROUND-FAULT PROTECTIONS ALGORITHMS OPERATION BASED ON DIGITAL MODEL IMPLEMENTING ADMITTANCE CRITERION

© Handke J., Kwapisz A., Lorenc J., Staszak B., 2009

У статті розглянуто цифрову модель та оцінку ефективності роботи захисту електричної мережі за критерієм повної провідності. Модель захисту реалізує дуальний метод розрахунку повної провідності на основі векторів і усереднення вхідних сигналів. Застосований у цифровій моделі алгоритм усереднення повної провідності є оригінальною розробкою, яка пройшла випробовування в Інституті електроенергетики Познанського технічного університету

This paper describes the digital model of the power protection with admittance criterion and evaluation of operating efficiency. The protection model realizes dual admittance calculation method based on phasors and averaging input signals. The admittance averaging algorithm implemented in digital model has been originally developed and tested in Institute of Electric Power Engineering at Poznań University of Technology.

Introduction. Effective protection of the medium voltage network against phase-to-ground faults is a hard assignment. Low level of the measurement signals used by protection device can compared to level of measurement noise cause in protection units design difficulties. Low value of ground-fault currents in MV networks is a result of non direct grounding of neutral point of the network and ground-faults current is extremely low in compensated network. Many protection devices using a different criterion was developed for such type of network. Those criterion can be divided into two groups:

- criterion working with signals measured in steady state of the fault,
- criterion working with signals measured in transient state occurred at beginning of fault.