плуатации ламп типа ДНаТ желательно устанавливать фильтр для высших гармоник с номерами 3, 5, 7, что позволит повысить качество электроэнергии в питающей сети. Дальнейшее исследование следует направить на обеспечение стабильности ламп в ступенчатом режиме и определение предельно допустимых нагрузок на основе анализа деградационных процессов в элементах конструкции ламп.

1.Вдовин В.Г., Зазыгин П.В., Федоренко А.С. Распределение концентрации атомов ртути по возбужденным состояниям в плазме разряда высокого давления // Светотехника. – 1999. – №2. – С. 2-5.

2.Рохлин Г.Н. Работа натриевых ламп высокого давления в пульсирующем режиме // Светотехника. – 2001. – №3. – С. 2-8.

3.Овчинников С.С., Никитченко Т.Ю., Сапрыка А.В. Динамика термического режима электродов короткодуговых ламп наружного освещения в городском хозяйстве // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып. 5. – К.: Техніка, 1996. – С.84-85.

4.Герц А.И., Андрейчук В.А., Грубинко В.В. Влияние типа источника излучения и условий облучения на рост и развитие растений с коротким вегетационным периодом // Материалы Международной научной конференции «Биологические ресурсы и устойчивое развитие». – Пущино, Россия, 29 октября - 2 ноября 2001г. – С.93-94.

Получено 16.02.2004

УДК 621.3

А.А.ХАРИСОВ, канд. техн. наук
Харьковская национальная академия городского хозяйства

К ВОПРОСУ ТОЧНОГО РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ КРУГОВЫХ ПРОВОДНИКОВ

С использованием методов электродинамики сплошных сред, учетом нормального («колоколообразного») распределения плотности постоянного тока в уединенных прямых цилиндрических проводниках круглого поперечного сечения выведены формулы точного расчета электродинамической силы взаимодействия параллельных прямолинейных круговых проводников.

Явление электродинамического взаимодействия проводников с электрическим током хорошо известно в физике и электротехнике [1] и широко используется в различных физико-технических и электротехнических устройствах. Вместе с тем существующие расчетные модели электродинамической силы взаимодействия электрических проводников обычно упрощены и в этой связи далеко не всегда достаточно адекватны реальным значениям данного явления. Как показывает физико-математический анализ, связано это в основном с определенными трудностями определения реальной формы распределения плотности тока в проводниках, с одной стороны, и фактическим игнорированием неравномерной нелинейности зависимости электродинамической силы взаимодействия проводников при различных значениях расстояний между проводниками, с другой.

В статье рассматривается достаточно строгий вывод расчетной модели электродинамической силы взаимодействия прямых многопроволочных проводников с учетом нормального («колоколоообразного») распределения плотности постоянного электрического тока в уединенных прямых круговых цилиндрических проводниках [2]:

$$J_n(x,y)=\frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\exp\left[-\frac{(x-x_n)^2+(y-y_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\right]$$

или (1)

$$J_n(\vec{r})=\frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\exp\left[-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\right],$$

где x, y или $\vec{r}$ – текущие координаты в декартовой прямоугольной или цилиндрической системе координат в плоскости поперечного сечения прямого многопроволочного проводника;

$I_m=\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\int\limits_{-\infty}^{\infty}J_n(x,y)dy$ – полный ток условно уединенного n-го проводника в плоскости его поперечного сечения; (x_n, y_n) или $\vec{r}_n$ – координаты центра инерции поперечного сечения n-го проводника; r_{0n} – радиус поперечного сечения n-го проводника.

В качестве исходной формулы принимаем выражение электродинамической силы явления пинч-эффекта, возникающего в уединенных прямых круглых цилиндрических проводниках с постоянным электрическим током [3]:

$$F_r=-\mu_r\mu_0 r_0\gamma_0(T)\left[\vec{E}\vec{H}\right]d\vec{f}\ , \qquad (2)$$

где μ_r, μ_0 – соответственно магнитная проницаемость материала проводника и магнитная постоянная; r_0 – радиус уединенного прямого круглого цилиндрического проводника; $\gamma_0(T)$ – электропроводность материала проводника; $\vec{E},\vec{H}$ – векторы напряженности электрического и магнитного поля, создаваемые постоянным током проводника; $\int ...d\vec{f}$ – интегрирование проводим по поверхности проводника.

Формулу (2) преобразуем к виду

$$\sum_{n \neq s}^{N} F_{s\leftrightarrow n} = \sum_{s \to n}^{N} \mu_r \mu_0 \gamma_0(T) \int \left[\vec{E}_s \vec{H}_n\right] d\vec{f}_s + \sum_{n \to s}^{N} \mu_r \mu_0 \gamma_0(T) \int \left[\vec{E}_n \vec{H}_s\right] d\vec{f}_n, \quad (3)$$

где $\sum_{s \neq n}^{N} F_{s\leftrightarrow n}$ – сумма (или банк данных) значений электродинамических сил взаимодействия s и n проводников; $\sum_{s \to n}^{N} \mu_r \mu_0 \gamma_0(T) \int \left[\vec{E}_s \vec{H}_n\right] d\vec{f}_s$ – сумма значений электродинамических сил воздействия s-проводников с током на n-проводник с током; $\sum_{n \to s}^{N} \mu_r \mu_0 \gamma_0(T) \int \left[\vec{E}_n \vec{H}_s\right] d\vec{f}_n$ – сумма значений электродинамических сил воздействия n-проводников с током на s-проводник с током; $\gamma_0(T)$ – электропроводность материала проводника; $\int ...d\vec{f}$ – интегрирование соответственно ведем по поверхности s и n проводников.

Параллельные проводники в многопроволочном проводнике с токами одного и того же направления находятся под воздействием сил притяжения, а с токами противоположного направления – под воздействием сил отталкивания.

Вследствие осевой симметрии условно уединенных проводников относительно распределения плотности тока задача удовлетворяет уравнению Лапласа.

Граничным условием уравнения Лапласа принимаем проекцию напряженности электрического поля по оси z в точке $z = 0$, делящей прямой многопроволочный проводник на две зеркально симметричные половины

$$E_z = \sum_{n=1}^{N} E_{zn} = \sum_{n=1}^{N} \frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 \gamma_0(T)} \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2+(y-y_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2}\right], \quad (4)$$

где l – длина прямого многопроволочного проводника по оси z.

Решение задачи, ввиду ее пространственной симметрии относительно плоскости $z=0$, достаточно найти в области $z>0$.

В силу того, что напряженность электрического поля проводников по осям x, y не ограничена, для решения уравнения Лапласа можно применить метод разложения полей в интеграл Фурье.

Поскольку ток в проводниках постоянный, для определения компонент электромагнитного поля, создаваемого токами проводников, воспользуемся электростатическими уравнениями Максвелла

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x};$$
$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial H_y}{\partial y} - \frac{\partial H_x}{\partial x} = \gamma_0(T) E_z. \quad (5)$$

Переходя к компонентам поля Фурье, получим

$$E_{xk} = -j\frac{k_x}{k^2}\frac{dE_{zk}}{dz}; \quad E_{yk} = -j\frac{k_y}{k^2}\frac{dE_{zk}}{dz}; \quad (6)$$
$$H_{xk} = -j\gamma_0(T)\frac{k_y E_{zk}}{k^2}; \quad H_{yk} = j\gamma_0(T)\frac{k_x E_{zk}}{k^2}; \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}.$$

Значение компоненты поля Фурье E_{zk}, удовлетворяющее граничному условию (4), принимаем в форме

$$E_{zk} = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right] d\vec{k}, \quad (7)$$

где

$$E_k = \sum_{n=1}^{N} \int E_{zn}(\vec{r}) \exp(-j\vec{k}\vec{r}) \quad (8)$$

– постоянная интегрирования.

Применяя к (5) обратное преобразование Фурье, находим решение системы электростатических уравнений Максвелла вида

$$E_x(\vec{r}) = \frac{j}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_x}{k}\,d\vec{k}\ ;$$

$$E_y(\vec{r}) = \frac{j}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_y}{k}\,d\vec{k}\ ; \qquad (9)$$

$$H_x(\vec{r}) = -\frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_y}{k}\,d\vec{k}\ ;$$

$$H_y(\vec{r}) = \frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_x}{k}\,d\vec{k}\ .$$

Приравнивая в уравнениях (9) $z = 0$ и подставляя полученные компоненты электромагнитного поля в (3) вместо векторного произведения компонент электромагнитного поля, приходим к выражению

$$\sum_{n\neq s}^{N} F_{s\leftrightarrow n} = \sum_{n\neq s}^{N} \mu_r\mu_0 \frac{[\gamma_0(T)]^2}{2\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\left[E_{kn}E_{ks} + \exp(j\vec{k}\vec{l}_{ns})\right]\frac{d\vec{k}}{k}\ , \qquad (10)$$

где $\vec{l}_{ns}$ – вектор расстояния между осями параллельных проводников.

Умножив обе части граничного условия (4) на $\exp(-jk_x x - jk_y y)$ и проинтегрировав его, используя интеграл Пуассона

$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-\alpha\xi^2)d\xi = \sqrt{\pi/\alpha}\ ,$$

находим постоянные интегрирования

$$E_{kn} = \frac{I_n}{\gamma_0(T)}\exp\left[-\frac{k^2\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2}{4}\right],\quad E_{ks} = \frac{I_s}{\gamma_0(T)}\exp\left[-\frac{k^2\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2}{4}\right]. \qquad (11)$$

После подстановки значения постоянных интегрирования в (10) и перехода в цилиндрическую систему координат в k-пространстве приходим к сумме электродинамических сил взаимодействия $s \leftrightarrow n$ проводников с током вида

$$\sum_{n \neq s}^{N} F_{s \leftrightarrow n} = \mu_r \mu_0 \sum_{n \neq s}^{N} \frac{I_n I_s}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \exp\left\{ - \frac{\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]}{4} \right\} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} \exp(jkl_{ns} \cos\varphi) d\varphi dk \,, \qquad (12)$$

где $l_{ns} = \left[(x_n - x_s)^2 + (y_n - y_s)^2 \right]^{1/2}$ – расстояние между продольными осями прямых круговых цилиндрических проводников с токами I_n и I_s; r_{0n} и r_{0s} – внешние радиусы соответствующих прямых круговых цилиндрических проводников.

Заменяя последний интеграл в (12) функцией Бесселя, получим выражение

$$\sum_{n \neq s}^{N} F_{s \leftrightarrow n} = \mu_r \mu_0 \sum_{n \neq s}^{N} \frac{I_n I_s}{\pi} \int_0^{\infty} J_0 (kl_{ns}) \exp\left\{ - \frac{k^2 \left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]}{4} \right\} dk. \qquad (13)$$

Используя для вычисления интеграла в (13) модифицированную функцию Бесселя

$$\int_0^{\infty} J_0 (kl_{ns}) \exp\left[- \frac{k^2 \left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]}{4} \right] dk =$$

$$= \left[\frac{\pi}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2} \right] \times \exp\left[-\frac{l_{ns}^2}{4\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]} \right] \times$$

$$\times I_0 \left[\frac{l_{ns}^2}{4\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]} \right], \qquad (14)$$

приходим к формуле расчетных значений электродинамических сил взаимодействия проводников в многопроволочном проводнике

$$\sum_{n \neq s}^{N} F_{s \leftrightarrow n} = \mu_r \mu_0 \sum_{n \neq s}^{N} \frac{I_n I_s}{\pi} \left[\frac{\pi}{\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{l_{ns}^2}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]} \right] I_0 \left[\frac{l_{ns}^2}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]} \right]. \qquad (15)$$

В наиболее простом случае прямого двухпроволочного проводника расчетные формулы электродинамической силы взаимодействия или воздействия одного проводника на другой соответственно принимают вид

$$F_{1 \leftrightarrow 2} = \mu_r \mu_0 \frac{I_1 I_2}{\pi} \left[\frac{\pi}{\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{01}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{02}^2}{l} \right)^2 \right]} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{l_{12}^2}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{01}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{02}^2}{l}\right)^2\right]}\right] I_0\left[\frac{l_{12}^2}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{01}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{02}^2}{l}\right)^2\right]}\right],$$

$$F_{1\to 2}=F_{1\leftarrow 2}=\mu_r\mu_0\frac{I_1 I_2}{2\pi}\left[\frac{\pi}{\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{01}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{02}^2}{l}\right)^2\right]}\right]^{1/2}\times$$

$$\times \exp\left[-\frac{l_{12}}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{01}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{02}^2}{l}\right)^2\right]}\right] I_0\left[\frac{l_{12}^2}{2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{01}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{02}^2}{l}\right)^2\right]}\right].$$

Аналогично записываются расчетные формулы и для многопроволочных проводников с относительно большим числом параллельных круговых цилиндрических проводников.

В заключение отметим, что полученные расчетные модели точно учитывают не только все геометрические размерные параметры взаимодействующих прямолинейно-параллельных проводников круглого поперечного сечения, но и автоматически обеспечивают учет нелинейной потенциальной зависимости электродинамической силы от величины расстояний между параллельными взаимодействующими проводниками.

Кроме того, они могут быть использованы и для точного расчета действующего значения электродинамической силы взаимодействия параллельных проводников при переменных токах.

1.Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. – 624 с.

2.Харисов А.А. Исследование реального статистического распределения плотности постоянного электрического тока в уединенных прямых цилиндрических проводниках при установившихся токовых и температурных режимах // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.51. – К.: Техніка, 2003. – С.154-161.

3.Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм и произведений. – М.: ГИФМЛ, 1963. – 1100 с.

Получено 16.02.2004

УДК 628.953

С.Л.БУХАРИН, канд. техн. наук, В.С.ЧЕРНЕЦ
Харьковская национальная академия городского хозяйства

СВЕРХЯРКИЕ СВЕТОДИОДЫ ДЛЯ БЫТОВОГО ОСВЕЩЕНИЯ

Рассматривается вопрос о применении сверхярких светодиодов в бытовом освещении и разработанный головной светильник для применения в быту, туризме, спелеологии, альпинизме.

Явление инжекционной электролюминесценции, на котором основано действие светодиодов, открыто русским физиком О.В.Лосевым в 1923 г. В последнее время все чаще светодиоды используют в целях бытового освещения [1].

LED – light emitting diodes или проще светодиод представляет собой полупроводник, принцип работы которого основывается на явлении электролюминесценции при прохождении электрического тока через p-n-переход. Важно отметить, что цвет свечения определяется типом полупроводниковых материалов, образующих светоизлучающий p-n-переход [2].

На сегодняшний день нет такого источника света, способного соревноваться со светодиодом, как своими светотехническими характеристиками, так и стремительной историей развития.

Впервые понятие «светодиод» прозвучало в 1962 г. и уже спустя 6 лет появилась первая светодиодная лампочка. Конечно же, светодиоды того времени значительно уступали современным аналогам, их световая отдача составляла $1*10^{-3}$ лм/Вт, и давали только красный цвет [2, 3]. Этот период в развитии светодиодов продлился вплоть до 1985 г., когда их световую отдачу увеличили до 1-100 лм/Вт, что позволило заявить о светодиодах как об отдельном, самостоятельном световом элементе. И вот начиная с этого времени, мы встречаем светодиоды в бытовом применении – общественность их узнала как лампочки для автомобильных фар. Через 5 лет светодиоды уже составляли здоровую конкуренцию привычным лампам накаливания. Таким образом, мы видим неизбежность качественного изменения светотехнического рынка уже в ближайшие годы.

Что же делает светодиоды революционным открытием?

Прежде всего, их срок службы в 100000 часов и более 10 лет непрерывной работы (в сравнении с лампами накаливания 1000 часов