

Анимица А.А.
Верин О.Г.
Левин Элизабета
Пугач Сергей
Смирнов В.В.
Хмельник С.И.
Шатов В.В.
Эткин В.А.

ISBN 978-1-329-86675-1

ID: 18374540
www.lulu.com



9 781329 866751

Доклады независимых авторов, выпуск 35



ISSN 2225-6717 выпуск №35
2016

Доклады Независимых Авторов

Биофизика
География
Медицина
Физика и астрономия

Хмельник С. И.

Вторая структура постоянного тока

Аннотация

Рассматривается структура постоянного тока и потока электромагнитной энергии в проводе. Показывается, что ток распространяется внутри провода по спирали. При постоянной величине тока плотность спиральной траектории уменьшается по мере уменьшения оставшегося сопротивления нагрузки.

Оглавление

1. Введение
2. Математическая модель
3. Потoki энергии
4. Обсуждение
- Приложение 1
- Приложение 2
- Литература

1. Введение

В [1-3] было показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру, а поток электромагнитной энергии распространяется внутри провода. При этом поток электромагнитной энергии

- направлен вдоль оси провода,
- распространяется вдоль оси провода,
- распространяется внутри провода,
- компенсирует тепловые потери осевой составляющей тока.

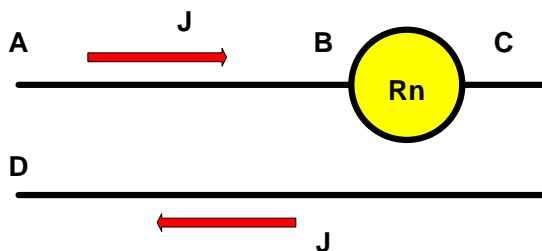


Рис. 1.

В [1-3] была предложена и рассматривалась математическая модель тока и потока, построенная исключительно на уравнениях Максвелла. Остался невыясненным следующий вопрос – см. рис. 1. Электрический **J** ток и поток электромагнитной энергии **S** распространяется внутри провода **ABCD** и проходит через нагрузку **Rn**. В этой нагрузке расходуется некоторая мощность **P**. Следовательно, поток энергии на участке **AB** должен быть больше потока энергии на участке **CD**. Точнее, **Sab=Scd+P**. Однако сила тока после прохождения нагрузки не изменилась. Как должна измениться структура тока, чтобы уменьшилась соответствующая ему электромагнитная энергия?

Ниже рассматривается более общая (по сравнению с [1-3]) математическая модель, позволяющая ответить и на этот вопрос. Эта математическая модель также построена исключительно на уравнениях Максвелла. В [4] описывается эксперимент, который был выполнен группой авторов в 2008 г. В [5] показано, что этот эксперимент может быть объяснен на основании нелинейной структуры постоянного тока в проводе и может служить экспериментальным доказательством существования такой структуры.

2. Математическая модель

При моделировании будем использовать цилиндрические координаты r , φ , z и рассматривать

- основной ток J_o ,
- дополнительные токи J_r , J_φ , J_z ,
- магнитные напряженности H_r , H_φ , H_z ,
- электрические напряженности E ,
- электросопротивление ρ .

Ток в проводе принято рассматривать как усредненный поток электронов. Механические взаимодействия электронов с атомами считаются эквивалентными электрическому сопротивлению. Очевидно,

$$E = \rho \cdot J. \quad (1)$$

Основной ток с плотностью J_o создает дополнительные токи с плотностями J_r , J_φ , J_z и магнитные поля с напряженностями H_r , H_φ , H_z . Они должны удовлетворять уравнениям Максвелла.

Эти уравнения для магнитных напряженностей и токов в стационарном магнитном поле имеют вид

$$\operatorname{div}(\mathbf{H}) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H}) = \mathbf{J}, \quad (3)$$

Кроме того, токи должны удовлетворять условию непрерывности

$$\operatorname{div}(\mathbf{J}) = 0. \quad (4)$$

Уравнения (2-4) для цилиндрических координат имеют вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (8)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = -\cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (10)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (11)$$

где α, χ – некоторые константы. В приложении 1 показано, что существует решение, имеющее следующий вид:

$$J_{r\cdot} = j_r(r)co, \quad (12)$$

$$J_{\varphi\cdot} = j_\varphi(r)si, \quad (13)$$

$$J_{z\cdot} = j_z(r)si, \quad (14)$$

$$H_{r\cdot} = h_r(r)co, \quad (15)$$

$$H_{\varphi\cdot} = h_\varphi(r)si, \quad (16)$$

$$H_{z\cdot} = h_z(r)si, \quad (17)$$

где $j(r), h(r)$ – некоторые функции координаты r .

Можно полагать, что средняя скорость электрических зарядов не зависит от направления тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный зарядом по окружности, и путь, пройденный им по вертикали будут равны. Следовательно, при фиксированном радиусе можно полагать, что $\Delta\varphi \equiv \Delta z$. На основе

этого предположения можно построить траекторию движения заряда в соответствии с функциями (10, 11).

На рис. 2 показаны три винтовые линии при $\Delta\varphi = \Delta z$, описываемые функциями (10, 11) тока: толстая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 0.8$, средняя линия при $\alpha = 0.5$, $\chi = 2$ и тонкая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 1.6$.

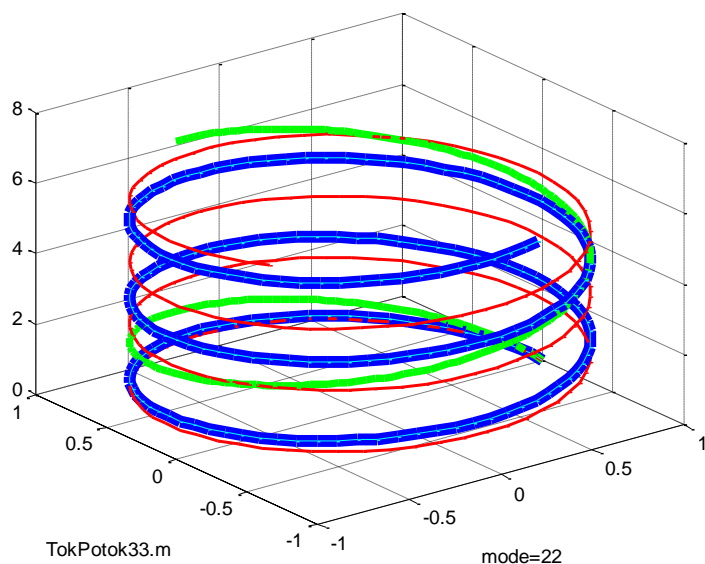


Рис. 2.

В приложении 1 показано, что функции удовлетворяют следующим уравнениям:

$$h_z(r) \equiv 0, \quad (20)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (21)$$

$$-h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \quad (22)$$

$$-h_r(r)\chi = j_\varphi(r), \quad (23)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r)\alpha = j_z(r). \quad (24)$$

Эта система уравнений недоопределена – имеется 4 уравнения (21-24) для 5 переменных j_r , j_φ , j_z , h_r , h_φ . Важно отметить, что $h_z(r) \equiv 0$. Если одна из переменных известна, то остальные

определяются дифференцированием этой системы уравнений. Например, при известной функции $h_\varphi(r)$ находим:

$$h'_r(r) = -\frac{h_r(r)}{r} - \frac{h_\varphi(r)}{r}\alpha, \quad (25)$$

$$j_r(r) = -h_\varphi(r)\chi, \quad (26)$$

$$j_\varphi(r) = -h_r(r)\chi, \quad (27)$$

$$j_z(r) = \frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r)\alpha. \quad (28)$$

Пример 1. Пусть, например, $h_\varphi(r) = 10 \cdot (e^{1100r} - 1)$. На рис. 3 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\alpha = 0.1$, $\chi = -4 \cdot 10^{11}$, радиусе провода $R = 0.001$ и начальном условии $j_r(0) = 0$. В первой колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, во второй колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, а функции, показанные в третьей колонке, будут рассмотрены далее. Здесь и далее все числовые результаты представлены в системе СИ. На оси абсцисс показаны величины $(1000r)$.

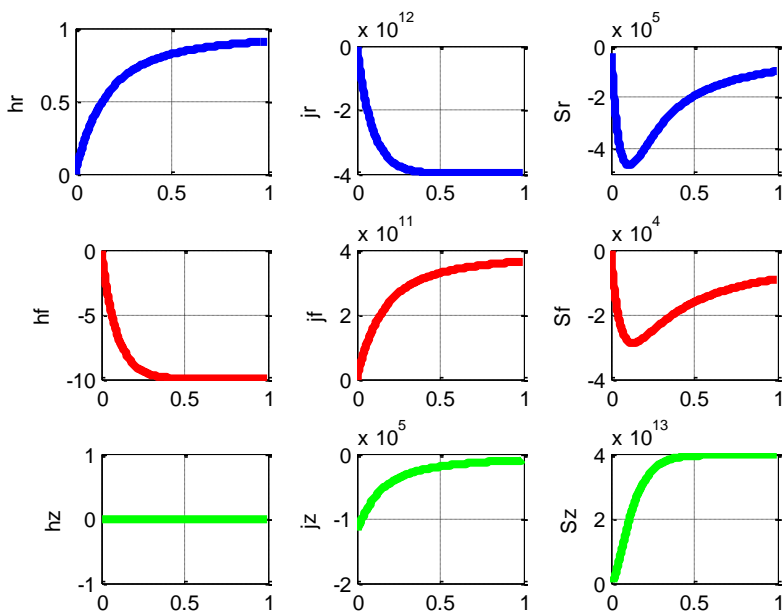


Fig.3. TokPotok33.m, mode=41

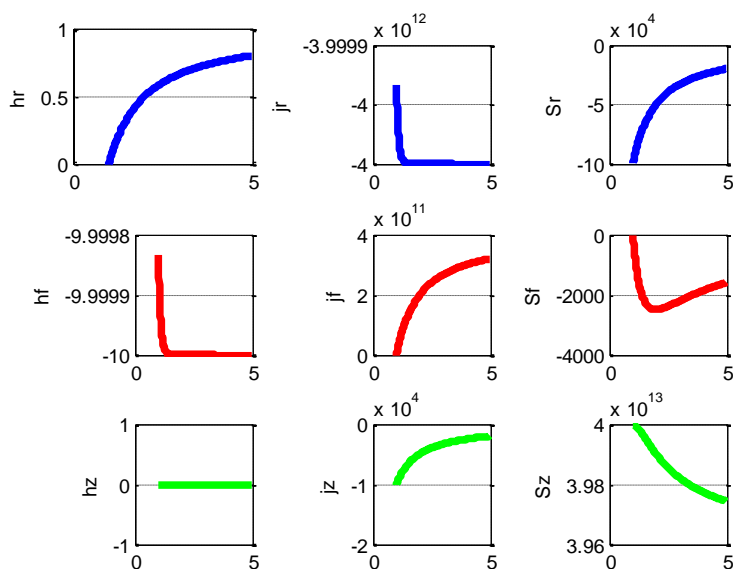


Fig.4. TokPotok33.m, mode=3

Пример 2. Кроме сплошного провода можно рассмотреть **трубчатый проводник**. В этом примере $h_\varphi(r) = 10 \cdot (e^{11000r} - 1)$. На рис. 4 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при $\alpha = 0.1$, $\chi = -4 \cdot 10^{11}$. Основное отличие состоит в том, что область интегрирования ограничена: $R_1 \leq r \leq R$, причем $R = 0.005$, $R_1 = 0.2 \cdot R$, и начальное условие $j_r(R_1) = 0$.

3. Поток энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

$$S = E \times H. \quad (1)$$

Токам соответствуют одноименные электрические напряженности, т.е.

$$E = \rho \cdot J, \quad (2)$$

где ρ - электросопротивление. Совмещая (1, 2), получаем:

$$S = \rho J \times H. \quad (3)$$

В цилиндрических координатах r , φ , z плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_r , S_φ , S_z ,

направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho(J \times H) = \rho \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Из (2.12-2.17, 3.4) следует, что

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r, \varphi, z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \cdot si^2 \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot si \cdot co \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (5)$$

На рис. 3 и рис. 4 показаны функции

$$\bar{S}(r) = \begin{bmatrix} \bar{S}_r(r) \\ \bar{S}_\varphi(r) \\ \bar{S}_z(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Из (4), как показано в приложении 2, следует

$$S_z = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\bar{S}_z(r) \cdot dr). \quad (7)$$

$$S_\varphi = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\bar{S}_\varphi(r) \cdot dr), \quad (8)$$

$$S_r = \pi\rho \int_r (\bar{S}_r(r) \cdot dr). \quad (9)$$

Эти величины не зависят от φ , z и это соответствует закону сохранения энергии.

Полный поток энергии равен мощности P , передаваемой по проводу, т.е.

$$S_z = P, \quad (10)$$

где

$$P = R_H \int_r \left(\int_\varphi J_o^2 d\varphi \right) dr = 4\pi R^2 R_H J_o^2, \quad (11)$$

где R_H - сопротивление нагрузки.

Пример 3. При условиях примера 1 и удельном сопротивлении медного провода $\rho = 0.0175 \cdot 10^{-6}$ найдена величина потока энергии $\bar{S}_z \approx 1000$. Равная ему мощность $P \approx 1000$ потребляется в сопротивлении $R_H \approx 110$ при плотности основного

тока $J_o = 10^6$. Важно отметить, что поток энергии вдоль провода значительно превышает потоки энергии по радиусу и по окружности. В данном примере $\overline{S_z} = 1000$, $\overline{S_r} = -10^{-5}$, $\overline{S_\phi} = -5 \cdot 10^{-7}$.

Пример 4.

В условиях примера 3 будем изменять одну из величин α , χ , оставляя другую неизменной. В табл. 1 показаны значения величин α , χ и мощности P , а на рис. 5 показаны соответствующие графики

Таблица 1.

| Вариант | $\alpha/0.1\alpha$ | $\chi/-4 \cdot 10^{11}$ | P |
|---------|--------------------|-------------------------|------|
| 41 | 1 | 1 | 1000 |
| 43 | 1 | 0.8 | 830 |
| 44 | 1 | 1.2 | 1240 |
| 45 | 1.5 | 1 | 1300 |
| 46 | 0.5 | 1 | 580 |

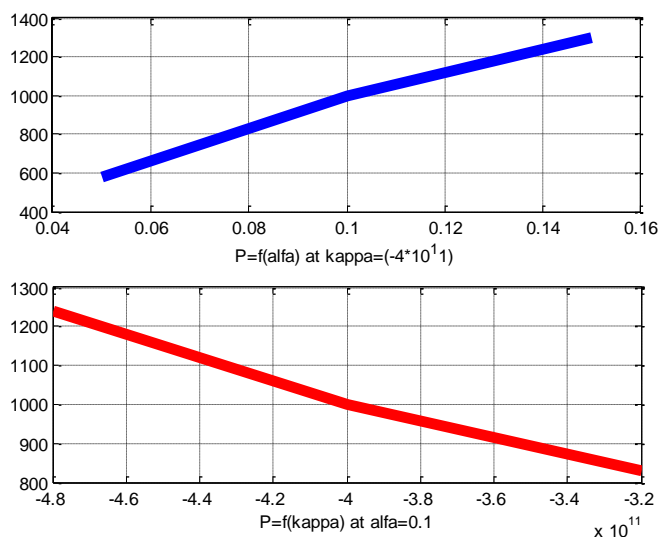


Рис. 5.

Обсуждение

Итак, поток энергии вдоль оси провода $\overline{S_z}$ создается токами и напряженностями, направленными по радиусу и окружности. Этот

поток энергии равен мощности, выделяемой в нагрузке R_H и в сопротивлении провода. Токи, текущие вдоль радиуса и окружности, также создают тепловые потери. Их мощность равна потокам энергии S_r , S_ϕ , направленным по радиусу и окружности.

Вопрос о том, каким образом поток электромагнитной энергии создает электрический ток, рассматривается в [8]. Там показано, что существует четвертая электромагнитная индукция, создаваемая изменением потока электромагнитной энергии. Затем находится зависимость э.д.с. этой индукции от плотности потока электромагнитной энергии и параметров провода.

Показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру и распространяется внутри провода по спирали. При постоянной величине тока плотность спиральной траектории уменьшается по мере уменьшения оставшегося сопротивления нагрузки. Имеется две составляющие тока. Плотность первой составляющей J_ϕ постоянна на всем сечении провода. Плотность второй составляющей изменяется по сечению провода таким образом, что ток распространяется по спирали. В цилиндрических координатах r , ϕ , z эта вторая плотность имеет три компоненты J_r , J_ϕ , J_z . Они могут быть найдены как решение уравнений Максвелла.

Известен эксперимент, который может служить экспериментальным доказательством существования указанной структуры постоянного тока.

При неизменной плотности основного тока в проводе передаваемая по нему мощность зависит от параметров структуры (α, χ) , которые влияют на плотность витков спиральной траектории тока. Таким образом, один и тот же ток в данном проводе может передавать различную мощность (зависящую от нагрузки).

Снова рассмотрим рис. 1. На участке **AB** по проводу передается энергия нагрузки **P**. Ей соответствует определенное значение параметров структуры (α, χ) и, как следствие, плотность витков спиральной траектории тока. На участке **CD** по проводу передается незначительная энергия. Ей соответствует малая плотность витков спиральной траектории тока.

Естественно, нагрузкой является и сопротивление самого провода. Следовательно, по мере прохождения тока по проводу спираль траектории тока выпрямляется.

Зависимость плотностей токов и напряженностей от переменной φ подробно рассмотрена в [2]. Вообще, предложенную в [2] математическую модель можно рассматривать как следствие данной модели при $\chi \rightarrow 0$.

Таким образом, показано, что существует такое решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током, которому соответствует представление о

- законе сохранения энергии,
- спиральной траектории постоянного тока в проводе,
- передаче энергии вдоль и внутри провода,
- зависимости плотности спиральной траектории от передаваемой мощности.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.5-2.9) в виде функций (2.10-2.17). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.5-2.9) в виде

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (3)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (4)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha - j_z(r) = 0, \quad (5)$$

Умножим (5) на $(-\chi)$. Тогда получим:

$$-\frac{\chi \cdot h_\varphi(r)}{r} - \chi \cdot h'_\varphi(r) - \frac{\chi \cdot h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (6)$$

Сравнивая (1) и (6), замечаем, что они совпадают, если

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (7)$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r). \quad (8)$$

Важно отметить, что такое сравнение справедливо только при $j_z(r) \neq 0$. Уравнения (7, 8) совпадают с (3, 4) при $h_z(r) = 0$. Следовательно, при $j_z(r) \neq 0$ и $h_z(r) = 0$ уравнение (1) может быть исключено и система уравнений (1-5) упрощается и принимает вид

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (9)$$

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (10)$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r), \quad (11)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha = j_z(r). \quad (12)$$

Рассмотрим теперь случай, когда $j_z(r) = 0$. При этом исходная система примет вид:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (13)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (15)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (16)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha = 0. \quad (17)$$

Подставим (15, 16) в (13). Тогда получим:

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \frac{1}{r} \cdot h'_z(r) \alpha - h'_\varphi(r) \chi - (h_r(r) \chi + h'_z(r)) \frac{\alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi - h'_\varphi(r) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0 \quad (18)$$

При этом для вычисления трех напряженностей получим три уравнения (14, 17, 18). Исключим $h'_\varphi(r)$ из (17, 18):

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \left(\frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) + h_r(r) \frac{\alpha}{r} \right) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha = 0.$$

Таким образом, и при $j_z(r) = 0$ должно соблюдаться условие $h_z(r) = 0$. Итак, система уравнений (9-12) выполняется при любом $j_z(r)$.

Приложение 2.

В разделе 3 показано, что потоки энергии в сечении провода,

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r, \varphi, z} \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \cdot si^2 \\ \overline{S_\varphi}(r) \cdot si \cdot co \\ \overline{S_z}(r) \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (1)$$

В точке $z=0$ оси OZ , учитывая (2.10, 2.11), имеем:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iint_{r, \varphi} \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \cdot \sin^2(\alpha\varphi) \\ \overline{S_\varphi}(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi)) \\ \overline{S_z}(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi)) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (2)$$

Рассмотрим вначале поток

$$S_z = \rho \iint_{r, \varphi} (\overline{S_z}(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi))) dr \cdot d\varphi \quad (3)$$

или

$$S_z = -\frac{\rho}{2} \int_r \left(\overline{S_z}(r) \cdot \left(\int_\varphi \sin(2\alpha\varphi) \cdot d\varphi \right) dr \right) \quad (4)$$

или

$$S_z = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\overline{S_z}(r) \cdot dr). \quad (5)$$

Аналогично,

$$S_\varphi = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\overline{S_\varphi}(r) \cdot dr), \quad (6)$$

$$S_r = \pi\rho \int_r (\overline{S_r}(r) \cdot dr). \quad (7)$$

Очевидно, при любом выборе точки $z=0$ на оси OZ последнее соотношение сохраняется.

Литература

Примечание: **Vixra** – архив 'viXra Funding', <http://vixra.org/funding>,
DNA – "Доклады независимых авторов",
 ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

1. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с постоянным током, DNA-32, ID16319679, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0048>

2. Хмельник С.И. Структура постоянного тока, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0241>
3. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1504.0061>
4. Торшин В.В., Бусыгин Б.П., Пащенко Ф. Ф., Круковский Л.Е. Эффект генерации постоянного электрического тока в неподвижном проводнике в постоянном магнитном поле. Институт проблем управления РАН им. В.А. Трапезникова. Альманах современной науки и образования, вып 12, 2008, <http://cyberleninka.ru/article/n/effekt-generatsii-postoyannogo-elektricheskogo-toka-v-nepodvizhnom-provodnike-v-postoyannom-magnitnom-pole>
5. Хмельник С.И. Эксперимент, подтверждающий существование четвертой электромагнитной индукции, этот сборник; архив 'viXra Funding', <http://vixra.org/abs/1601.0215>