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

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.

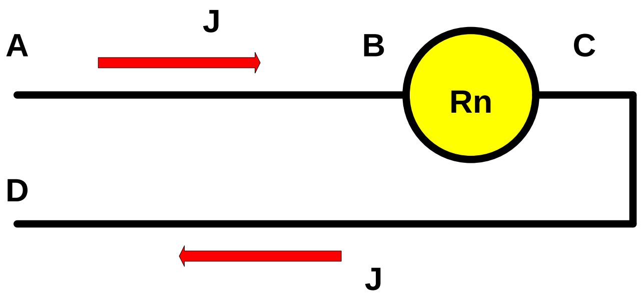

Рис. 1.

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 $r,\ \varphi,\ z$ и рассматривать

- основной ток J_o,
- дополнительные токи $J_r,\ J_\varphi,\ J_z$,
- магнитные напряженности $H_r,\ H_\varphi,\ H_z$,
- электрические напряженности E,
- электросопротивление ρ.

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

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

Основной ток с плотностью J_o создает дополнительные токи с плотностями $J_r,\ J_\varphi,\ J_z$ и магнитные поля с напряженностями $H_r,\ H_\varphi,\ H_z$. Они должны удовлетворять уравнениям Максвелла.

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

$$\mathrm{div}(H)=0, \tag{2}$$

$$\mathrm{rot}(\mathrm{H})=J, \tag{3}$$

Кроме того, токи должны удовлетворять условию непрерывности

$$\mathrm{div}(J)=0. \tag{4}$$

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

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

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

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

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

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

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co=\cos(\alpha\varphi+\chi z), \tag{10}$$

$$si=\sin(\alpha\varphi+\chi z), \tag{11}$$

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

$$J_r.=j_r(r)co, \tag{12}$$

$$J_\varphi.=j_\varphi(r)si, \tag{13}$$

$$J_z.=j_z(r)si, \tag{14}$$

$$H_r.=h_r(r)co, \tag{15}$$

$$H_\varphi.=h_\varphi(r)si, \tag{16}$$

$$H_z.=h_z(r)si, \tag{17}$$

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 $\alpha = 2,\ \chi = 1.6$.

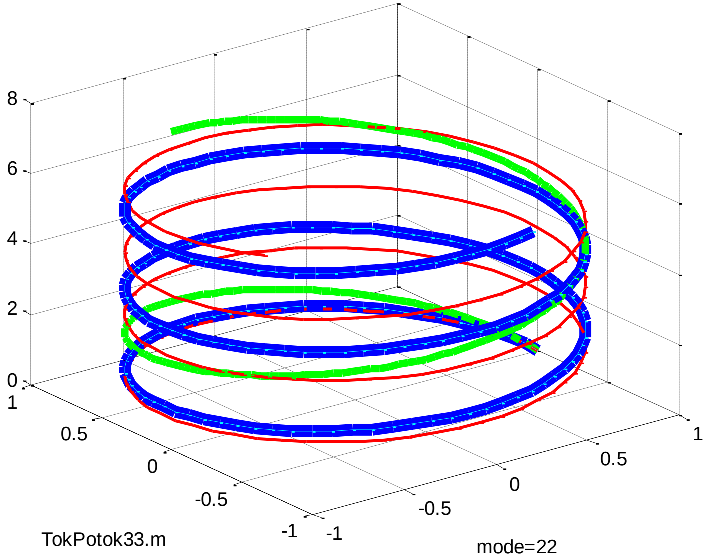

Рис. 2.

В приложении 1 показано, что функции удовлетворяют следующим уравнениям:

$$h_z(r) \equiv 0, \tag{20}$$

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

$$-h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \tag{22}$$

$$-h_r(r)\chi = j_\varphi(r), \tag{23}$$

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

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:

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

$$j_r(r) = -h_\varphi(r)\chi, \tag{26}$$

$$j_\varphi(r) = -h_r(r)\chi,, \tag{27}$$

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

Пример 1. Пусть, например, $h_\varphi(r) = 1000\left(e^{11000r} - 1\right)$. 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 $\alpha = 1,\ \chi = -10^7$, 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 $(1000r)$.

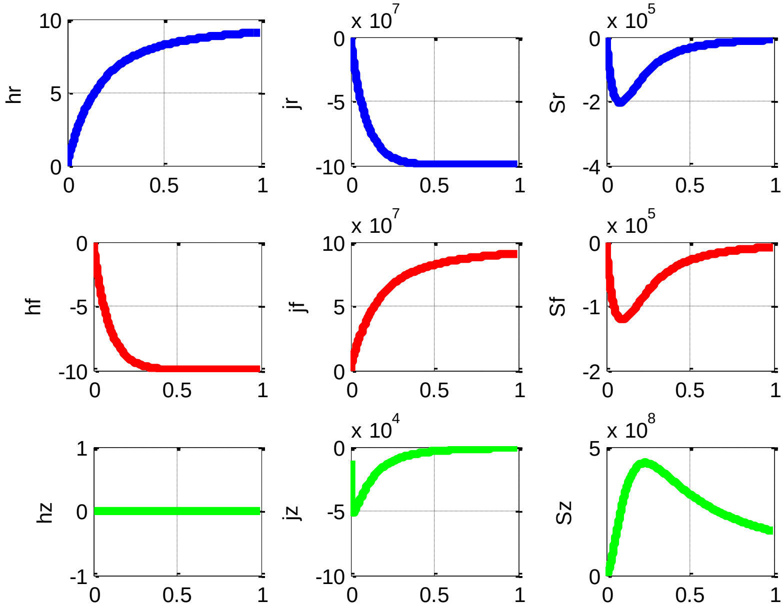

Fig.3. TokPotok33.m, mode=41

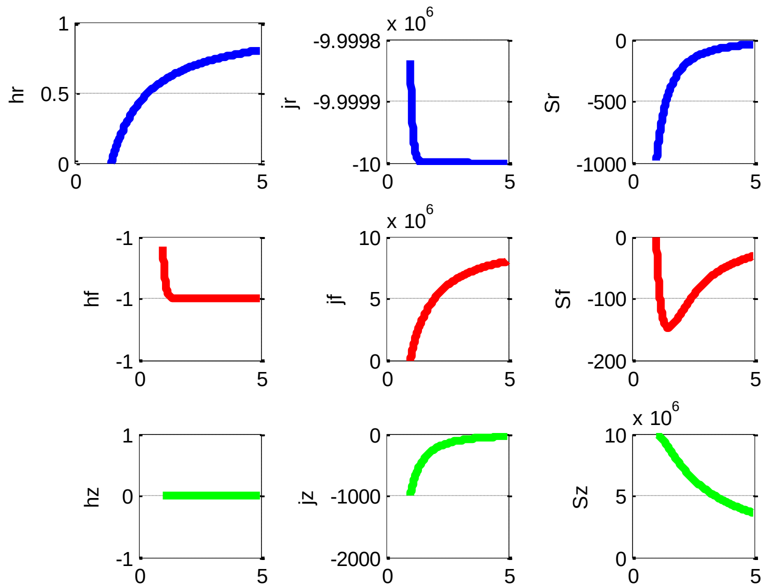

Fig.4. TokPotok33.m, mode=3

Пример 2. Кроме сплошного провода можно рассмотреть **трубчатый проводник.** В этом примере $h_\varphi(r) = \left(e^{11000r} - 1\right)$. 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 $\alpha = 1,\ \chi = -10^7$. Основное отличие состоит в том, что область интегрирования ограничена: $R_1 \le r \le R$, причем $R = 0.005,\ R_1 = 0.2 \cdot R$, и начальное условие $j_r(R_1) = 0$.

3. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

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

Токам соответствуют одноименные электрические напряженности, т.е.

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

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

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

В цилиндрических координатах $r,\ \varphi,\ z$ плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты $S_r,\ S_\varphi,\ S_z$, направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

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

Из (2.12-2.17, 3.4) следует, что

$$S=\begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix}=\rho\iiint_{r,\varphi,z}\begin{bmatrix} \left(j_\varphi h_z - j_z h_\varphi\right)\cdot si^2 \\ \left(j_z h_r - j_r h_z\right)\cdot si\cdot co \\ \left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)\cdot si\cdot co \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi\cdot dz\,. \qquad (10)$$

На рис. 3 и рис. 4 показаны функции

$$\overline{S}(r)=\begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \left(j_\varphi h_z - j_z h_\varphi\right) \\ \left(j_z h_r - j_r h_z\right) \\ \left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right) \end{bmatrix}. \qquad (11)$$

Полный поток энергии, проходящий через сечение провода,

$$\overline{\overline{S}}=\sqrt{\left(\overline{\overline{S}}_r\right)^2+\left(\overline{\overline{S}}_\varphi\right)^2+\left(\overline{\overline{S}}_z\right)^2}=$$

$$=\sqrt{\rho\iint_{r,\varphi}\begin{bmatrix} \left(\left(j_\varphi h_z - j_z h_\varphi\right)\cdot si^2\right)^2 + \\ +\left(\left(j_z h_r - j_r h_z\right)\cdot si\cdot co\right)^2 + \\ +\left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)\cdot si\cdot co\right)^2 \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi}\,. \qquad (12)$$

Из (12), как показано в приложении 2, следует

$$\overline{\overline{S}}=\sqrt{\frac{1}{4}\pi\rho\int_r\left[3\left(j_z h_\varphi\right)^2+\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)^2+\left(j_z h_r\right)^2\right]dr}\,, \qquad (13)$$

что <u>соответствует закону сохранения энергии</u>.

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

$$\overline{\overline{S}}=P\,, \qquad (14)$$

где

$$P=R_H\int_r\left(\int_\varphi J_o^2 d\varphi\right)dr=4\pi R^2 R_H J_o^2\,, \qquad (15)$$

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 $\overline{S_z} \approx 1000$. 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 $\overline{S_z} = 1000$, $\overline{S_r} = -1.5$, $\overline{S_\varphi} = -0.17$ – см. также колонку 3 на рис. 1.

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	α	χ	P
41	1	-10^7	11000
42	0.5	-0.38*10^7	11000
43	1	-0.8*10^7	700
44	1	-1.2*10^7	16000
45	1.5	-10^7	26700
45	0.5	-10^7	7000

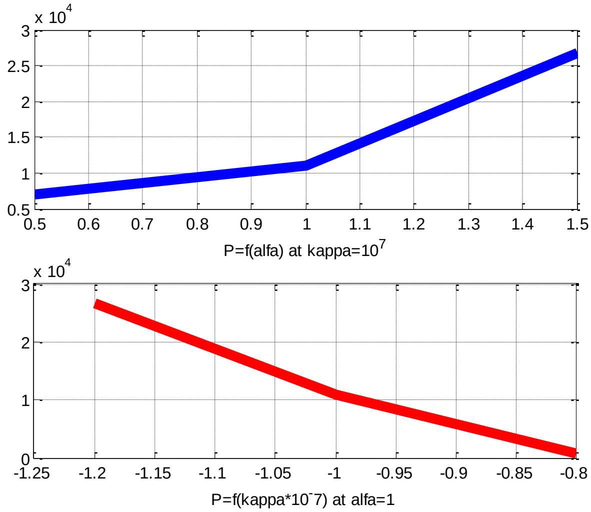

Рис. 5.

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 $\overline{S_r}$, $\overline{S_\varphi}$, 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_o постоянна на всем сечении провода. Плотность второй составляющей изменяется по сечению провода таким образом, что ток распространяется по спирали. В цилиндрических координатах $r,\ \varphi,\ z$ эта вторая плотность имеет три компоненты $J_r,\ J_\varphi,\ J_z$. 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 $\chi \to 0$.

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

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

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

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

$$-h_r(r)\chi - h_z'(r) = j_\varphi(r), \tag{4}$$

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

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

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

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

$$-h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \tag{7}$$

$$-h_r(r)\chi = j_\varphi(r). \tag{8}$$

Уравнения (7, 8) совпадают с (3, 4) при $h_z(r)=0$. Следовательно, при $j_z(r)\neq 0$ система уравнений (1-5) упрощается и принимает вид

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

$$-h_\varphi(r)\chi=j_r(r), \tag{10}$$

$$-h_r(r)\chi=j_\varphi(r), \tag{11}$$

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

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

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

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

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

$$-h_r(r)\chi-h_z'(r)=j_\varphi(r), \tag{16}$$

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

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

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

или

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

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 (11-14) выполняется при любом $j_z(r)$.

Приложение 2.

В основном тексте показано, что полный поток энергии, проходящий через сечение провода,

$$\overline{\overline{S}} = \sqrt{\left(\overline{\overline{S}}_r\right)^2 + \left(\overline{\overline{S}}_\varphi\right)^2 + \left(\overline{\overline{S}}_z\right)^2} = \sqrt{\rho \iint\limits_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \left(\left(j_\varphi h_z - j_z h_\varphi\right)\cdot si^2\right)^2 + \\ + \left(\left(j_z h_r - j_r h_z\right)\cdot si\cdot co\right)^2 + \\ + \left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)\cdot si\cdot co\right)^2 \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi} .$$

Поскольку $h_z \equiv 0$, то

$$\overline{\overline{S}} = \sqrt{\rho \iint\limits_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \left(\left(-j_z h_\varphi\right)\cdot si^2\right)^2 + \\ + \left(\left(j_z h_r\right)\cdot si\cdot co\right)^2 + \\ + \left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)\cdot si\cdot co\right)^2 \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi\cdot dz} .$$

В точке z=0 оси oz имеем

$$\overline{\overline{S}}_o = \sqrt{\rho \iint\limits_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \left(\left(-j_z h_\varphi\right)\cdot \sin^2(\alpha\varphi)\right)^2 + \\ + \left(\left(j_z h_r\right)\cdot \sin(\alpha\varphi)\cdot\cos(\alpha\varphi)\right)^2 + \\ + \left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)\cdot \sin(\alpha\varphi)\cdot\cos(\alpha\varphi)\right)^2 \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi} .$$

или

$$\overline{\overline{S}}_o = \sqrt{\rho \iint\limits_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \left(\left(j_z h_\varphi\right)^2 \cdot \sin^4(\alpha\varphi)\right) + \\ + \left(\left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)^2 + \left(j_z h_r\right)^2\right)\cdot \sin^2(\alpha\varphi)\cdot\cos^2(\alpha\varphi)\right) \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi} .$$

или

$$\overline{\overline{S}}_o = \sqrt{\rho \iint\limits_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \left(j_z h_\varphi\right)^2 \cdot \sin^4(\alpha\varphi) + \\ + \frac{1}{4}\left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)^2 + \left(j_z h_r\right)^2\right)\cdot \sin^2(2\alpha\varphi) \end{bmatrix} dr\cdot d\varphi} .$$

или

$$\overline{\overline{S}}_o = \sqrt{\rho \int\limits_{r} \begin{bmatrix} \left(j_z h_\varphi\right)^2 \cdot \frac{3}{4}\pi + \\ + \frac{1}{4}\left(\left(j_r h_\varphi - j_\varphi h_r\right)^2 + \left(j_z h_r\right)^2\right)\cdot \pi \end{bmatrix} dr} .$$

или

$$\overline{\overline{S}}_o=\sqrt{\frac{1}{4}\pi\rho\int\limits_r\left[3\left(j_z h_\varphi\right)^2+\left(\left(j_r h_\varphi-j_\varphi h_r\right)^2+\left(j_z h_r\right)^2\right)\right]dr}\ .$$

Очевидно, при любом выборе точки z=0 на оси oz последнее соотношение сохраняется, т.е.

$$\overline{\overline{S}}_z=\sqrt{\frac{1}{4}\pi\rho\int\limits_r\left[3\left(j_z h_\varphi\right)^2+\left(j_r h_\varphi-j_\varphi h_r\right)^2+\left(j_z h_r\right)^2\right]dr}\ ,$$

что соответствует закону сохранения энергии.

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. Четвертая электромагнитная индукция, DNA-31, ID16318950, 2015; ViXra, http://vixra.org/abs/1412.0214