УДК 621.313

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ И ВИХРЕВЫХ ТОКОВ В РОТОРАХ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

© 2020 г. В. Б. Никаноров<sup>1</sup>, С. Ю. Останин<sup>2,</sup> \*, И. А. Смородин<sup>2</sup>, И. М. Миляев<sup>3</sup>, Цуй Шумэй<sup>4</sup>, Вэй Го<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский политехнический университет", Москва, Россия

 $^2 \Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова Российской академии наук, Москва, Россия

 $^4$ Харбинский политехнический университет, Харбин, Китайская Народная Республика

\**E-mail: OstaninSY@mpei.ru* Поступила в редакцию 30.08.2019 г. После доработки 16.09.2019 г. Принята к публикации 28.10.2019 г.

Изложена методология расчетного построения статических и динамических кривых намагничивания массивных магнитных материалов, точного определения условий существования и параметров слабого и сильного электромагнитных полей в таких материалах. Выявлено строгое решение нелинейного уравнения, связывающего функции изменения и величины индукции и напряженности динамических кривых намагничивания.

DOI: 10.31857/S0367676520020271

Нелинейные эффекты перемагничивания и вихревых токов в разной степени проявляются в любых электромеханических преобразователях энергии [1–3], но наиболее существенно – в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии [2, 4], используемых в большинстве применений в режиме гистерезисного электродвигателя в электроприводах [2].

В качестве теоретической основы для моделирования и исследования явлений, рассматриваемых в статье, использована теория поверхностного эффекта в ферромагнитных телах, проработанная Л.Р. Нейманом [5]. В качестве прототипов приняты модель и алгоритм из [6] и из ряда последующих работ в нашей стране и за рубежом. Научная идея учета вихревых токов заключается в непосредственном использовании для расчетов динамических кривых намагничивания. Предлагаемая методология расчетного построения кривых намагничивания основана на разделении кривых намагничивания на участки слабого, смешанного и сильного электромагнитных полей с границами:

$$0 < H < H_A; \tag{1}$$

$$H_A < H < H_{\rm kp}; \tag{2}$$

$$H_{\rm kp} < H < H_S. \tag{3}$$

Здесь H — текущее значение напряженности магнитного поля;  $H_A$  — граничное (краевое) значение напряженности магнитного поля для статической кривой намагничивания массивного материала;  $H_{\rm kp}$  — граничное (краевое) значение напряженности магнитного поля, соответствующее поверхностной напряженности, при которой электромагнитная волна усекается до волны со значением напряженности  $H_A$  и, следовательно, наблюдается предельный случай существования сильного электромагнитного поля;  $H_s$  — значение напряженности магериала при полном усечении слабого электромагнитного поля;  $H_s$  — значение напряженности магериала.

Предельному случаю существования сильного электромагнитного поля во всем объеме массива магнитного материала при полном усечении слабого электромагнитного поля соответствует одновременное выполнение условий:

$$Z_m'' = \Delta/2; \tag{4}$$

$$K_{\rm vc} = 0. \tag{5}$$

Здесь  $Z''_m$  — эквивалентная глубина проникновения электромагнитной волны в массив материа-

ла;  $K_{yc}$  — коэффициент усечения электромагнитной волны, равенство его нулю соответствует полному усечению слабого поля.

Проведенный анализ показал, что кривые намагничивания наилучшим образом аппроксимируются отрезками парабол, в простейшей реализации статическая кривая аппроксимируются двумя параболами, пересекающимися в точке с координатами  $B_A$  и  $H_A$ . В [6] и ряде последующих работ напряженность в точке динамической кривой намагничивания с координатой по индукции  $B_K$  в области слабого электромагнитного поля определяется соотношением

$$H_{\rm K} = H_A \left(\frac{B_{\rm K}}{B_{Af}}\right)^{n_{\rm I}} \,. \tag{6}$$

Здесь  $B_{Af}$  — индукция магнитного поля в точке динамической кривой намагничивания с напряженностью магнитного поля  $H_A$ .

В настоящей работе предложено более точное соотношение:

$$H_{\rm K} = H_A \left(\frac{B_{\rm K}}{B_{Af}}\right)^{n_1} \cdot K_{T1},$$

$$K_{T1} = \frac{8}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin^{n_1 + 1} Z dZ.$$
(7)

Здесь  $K_{T1}$  — коэффициент, учитывающий глубину проникновения электромагнитной волны в массив материала, в частности, в гистерезисный слой для случая слабого поля, и получаемый расчетнотеоретическим путем при более точном решении дифференциального уравнения [5], описывающего такую волну; Z — глубина проникновения электромагнитной волны в массив материала.

Значение напряженности магнитного поля  $H_{\rm kp}$ , определяющее границу диапазонов изменения напряженности для смешанного и сильного электромагнитного поля, определяется соотношением:

$$H_{\rm kp} = \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \frac{A_2}{2} + H_A = H_A + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \times \\ \times \frac{\omega}{2\rho} \cdot B_{\rm cp}, \quad A_2 = \frac{\omega}{\rho} B_{\rm cp}.$$
(8)

Здесь  $\Delta$  — толщина гистерезисного слоя;  $\rho$  — удельное электрическое сопротивления материала слоя;  $B_{cp}$  — усредненное интегральное значение индукции поля на участке от индукции на поверхности слоя до индукции  $B_A$ :

$$B_{\rm cp} = \frac{2B_{\rm kp}}{\Delta} \int_{0}^{\Delta/2} H(Z) \,\mathrm{d}Z. \tag{9}$$

Здесь  $B_{\rm kp}$  — значение индукции магнитного поля, взятое по статической кривой намагничивания;

H(Z) — зависимость напряженности результирующего магнитного поля от глубины проникновения электромагнитной волны в массив.

В [6] и ряде последующих источников напряженность магнитного поля в произвольной точке динамической кривой намагничивания с координатой по индукции магнитного поля  $B_{\rm K}$  в области сильного электромагнитного поля дается формулой

$$H_{\rm K} = H_A \left(\frac{B_{\rm K}}{B_{Af}}\right)^{n_2}.$$
 (10)

В настоящей работе предложено более точное соотношение:

$$H_{\rm K} = H_A \left(\frac{B_{\rm K}}{B_{Af}}\right)^{n_2} K_{T2},$$

$$K_{T2} = \frac{8}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin Z dZ.$$
(11)

Здесь  $K_{T2}$  — коэффициент, учитывающий глубину проникновения электромагнитной волны в массив магнитного материала, в частности, материала гистерезисного слоя в случае сильного поля, и получаемый при более точном решении дифференциального уравнения [5], описывающего волну.

Для решения нелинейных уравнений вида (7), (11) разработан итерационный алгоритм с использованием методов хорд и бисекции [7].

На рис. 1 показаны полученные расчетом и экспериментально статическая и динамические кривые намагничивания массивной втулки из углеродистой стали, а на рис. 2 — гистерезисного слоя из хромокобальтового сплава [8, 9].

По результатам исследования можно отметить следующее.

1. В момент первоначального намагничивания гистерезисного слоя при пуске несинусоидальному распределению индукции магнитного поля в гистерезисном слое соответствует цикл гистерезиса, близкий к циклу, который был бы при синусоидальном распределении этой индукции с той же амплитудой.

2. Оптимальным подходом к расчету статических и динамических кривых намагничивания массивных магнитных материалов и роторов на базе таких материалов является подход на основе разделения кривых намагничивания на участки слабого, смешанного и сильного электромагнитных полей.

3. Проведенный расчетно-теоретический анализ и экспериментальные исследования показали, что аппроксимация зависимостей отрезками парабол дает наилучшее схождение расчетных и экспериментальных данных по сравнению с аппроксимацией зависимостей отрезками других



Рис. 1. Статическая и динамические кривые намагничивания массивной втулки из углеродистой стали: штрихпунктирные линии — зависимости, полученные расчетным путем с помощью наиболее точной модели-прототипа; сплошные линии — зависимости, полученные расчетным путем с помощью разработанной математической модели; пунктирные линии — зависимости, установленные экспериментально.

функций. Расхождения результатов расчетов по вновь разработанным моделям и данных экспериментов не превышают 5%, в то время как такие расхождения для наиболее точной модели-прототипа достигают 15% и более.

5. Разработанный алгоритм с использованием численных методов хорд и бисекции эффективен для решения полученных нелинейных интегральных уравнений, определяющих напряженность магнитного поля в точках динамических кривых намагничивания в областях слабого и сильного электромагнитных полей с соответствующими уровнями индукции поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-58-53025 ГФЕН-а и № 18-58-53047 ГФЕН-а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов-Смоленский А.В.* Электрические машины. Т. 1, 2. М.: Издательский дом МЭИ, 2006. 1170 с.



Рис. 2. Статическая и динамические кривые намагничивания массивной втулки из хромокобальтового сплава – гистерезисного слоя ротора гистерезисного электродвигателя: штрихпунктирные линии – зависимости, полученные расчетным путем с помощью наиболее точной модели-прототипа; сплошные линии – зависимости, полученные расчетным путем с помощью разработанной математической модели; пунктирные линии – зависимости, установленные экспериментально.

- 2. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный электропривод. М., Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
- 3. *Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А. //* Электротехника. 2002. № 9. С. 5.
- 4. Никаноров В.Б., Останин С.Ю., Шмелева Г.А. // Электричество. 2002. № 11. С. 28.
- 5. *Нейман Л.Р.* Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. Л.-М.: Гос. энерг. изд-во, 1949. 190 с.
- 6. Музыка Ю.А., Музыка Н.А., Завгородний В.И. // Электричество. 1974. № 4. С. 75.
- Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы (6-е изд.) М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. 636 с.
- Миляев И.М., Алымов М.И., Юсупов В.С. и др. // Порошковая металлургия и функц. покрытия. 2011. № 4. С. 54.
- Bentayeb F.Z., Alleg S., Bouzabata B., Greneche J.M. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 288. P. 282.