

УДК 621.391.822

## К ТЕОРИИ ШУМОВ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Г. А. Бурцев

Известно, что спектральная плотность флуктуационной ЭДС на зажимах обмотки, охватывающей циклически перематываемый ферромагнитный образец, имеет резкие «всплески» интенсивности в окрестностях дискретных линий спектра [1—4]. Именно эти особенности спектра определяют порог чувствительности многих магнито-чувствительных элементов [1—8]. Между тем во множестве исследований по теории магнитных шумов этот вопрос практически не рассмотрен. Высказано лишь предположение [4, 8], что за возрастание спектральной плотности магнитных шумов может быть ответственна корреляция между флуктуациями моментов наступления импульсов Баркгаузена, но аналитического исследования проблемы не последовало. В предлагаемой работе этот пробел частично восполняется на основе известных результатов теории импульсных случайных процессов [9].

1. Рассмотрим случай, когда магнитный шум порождается флуктуациями амплитуд импульсов ЭДС магнитной индукции циклически перематываемого образца. Пусть

1) в каждом акте перематывания намагниченность образца изменяется обратимо и необратимо [10] и потому полный импульс ЭДС перематывания  $e(t)$  может быть представлен суммой

$$e(t) = \xi_1 e\left(\frac{t-t_1}{\tau_1}\right) + \xi_2 e_2\left(\frac{t-t_2}{\tau_2}\right), \quad (1)$$

где детерминированные функции  $e_1(t)$  и  $e_2(t)$  определяют форму импульсов и тождественно равны нулю вне интервала  $0 \leq t \leq 1$ ,  $t_1$  и  $t_2$  — времена появления этих импульсов,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — их длительности,  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — их амплитуды;

2) флуктуируют лишь амплитуды  $\xi_1$  и  $\xi_2$  последовательно появляющихся импульсов ЭДС индукции, а их форма, длительность и время появления остаются постоянными;

3) каждые полпериода образец полностью перематывается от  $-B_s$  до  $+B_s$ , поэтому, если обозначить

$$A_1 = \int_0^{T/2} e_1\left(\frac{t-t_1}{\tau_1}\right) dt, \quad A_2 = \int_0^{T/2} e_2\left(\frac{t-t_2}{\tau_2}\right) dt, \quad (2)$$

то выполняется условие

$$\xi_1 A_1 + \xi_2 A_2 = 2 \Phi_s \quad (3)$$

и можно записать

$$e(t) = \xi_1 \left[ e_1\left(\frac{t-t_1}{\tau_1}\right) - \frac{A_1}{A_2} e_2\left(\frac{t-t_2}{\tau_2}\right) \right] + \frac{2 \Phi_s}{A_2} e_2\left(\frac{t-t_2}{\tau_2}\right); \quad (4)$$

4) положительные и отрицательные импульсы ЭДС магнитной индукции флуктуируют статистически независимо друг от друга (к этому есть основания, поскольку перематывание образца в различных направлениях связано с преодолением различных потенциальных барьеров перемещающейся доменной границей);

5) флуктуации амплитуд импульсов одного знака коррелируют друг с другом. Хотя в известной литературе (см. обзор [11]) отсутствуют какие-либо указания на прямые измерения коэффициента корреляции между амплитудами импульсов Баркгаузена, логично предположить, что такая корреляция существует и, по-видимому, убывает с ростом временного интервала между импульсами. Положим, что коэффициент корреляции амплитуд выражается функцией

$$R_p = e^{-\alpha |p|}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — некоторый параметр корреляции, зависящий в общем случае от величины периода следования импульсов;  $p = (n-j)$ ,  $n$  и  $j$  — номера импульсов ЭДС индукции одного знака

Для ЭДС  $E(t)$  последовательности импульсов одного знака (положительного) можно написать ряд

$$E(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_{1n} v\left(\frac{t-nT-\gamma}{\tau}\right), \quad (6)$$

где

$$v(t) = e_1 \left( \frac{t-t_1}{\tau_1} \right) - \frac{A_1}{A_2} e_2 \left( \frac{t-t_2}{\tau_2} \right),$$

$T$  — период перемагничивающего поля,  $\nu$  — момент появления импульса  $v(t)$ ,  $\tau$  — его длительность,  $n$  — номер импульса в последовательности. В соответствии с (2) и (3)

$$\int_0^{T/2} v \left( \frac{t-\nu}{\tau} \right) dt = 0. \quad (7)$$

На основании [9], стр. 629, можем написать для усредненной спектральной плотности магнитного шума выражение

$$F_{\text{ш}}(\omega) = \frac{2}{\pi} r^2 \sigma^2 \Omega |g(\omega\tau)|^2 \frac{\text{sh } \alpha}{\text{ch } \alpha - \cos(2\pi\omega/\Omega)}, \quad (8)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия случайных амплитуд  $\xi_{1n}$ ,  $\Omega = 2\pi/T$ ,

$$g(\omega) = \int_0^1 v(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (9)$$

Полученная функция  $F_{\text{ш}}(\omega)$  имеет максимумы на частотах, кратных частоте перемагничивания  $\Omega$ , где спектральная плотность тем больше, чем больше параметр корреляции  $\alpha$  (рис. 1).

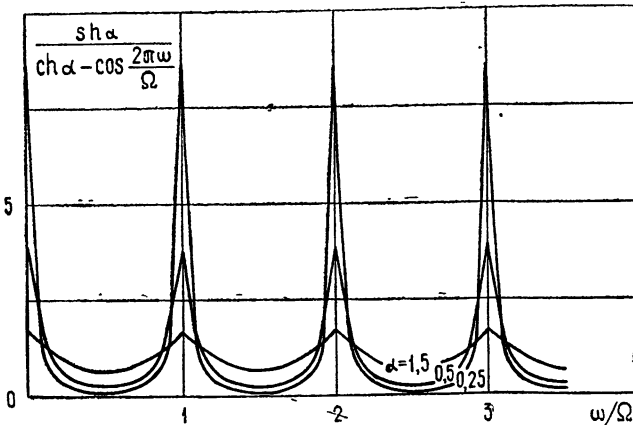


Рис. 1.

## 2. Пусть теперь

1) намагниченность образца изменяется циклически и полностью необратимо, единственным скачком Баркгаузена неизменной формы и амплитуды, в каждом из полупериодов перемагничивания;

2) величины критических магнитных полей для «положительных» и «отрицательных» скачков Баркгаузена ( $H_c^+$ ,  $H_c^-$ ) флуктуируют около их средних значений ( $\bar{H}_c^+$ ,  $\bar{H}_c^-$ ) таким образом, что

$$H_c^+ = \bar{H}_c^+ + h_c^+, \quad H_c^- = \bar{H}_c^- + h_c^-, \quad (10)$$

где  $h_c^+$  и  $h_c^-$  — статистически независимые случайные величины;

3) двумерная функция распределения для величин  $h_c^+$  и  $h_c^-$  одинакова и имеет вид

$$w_2(h_n, h_j, p) = \frac{1}{2\pi\sigma_h^2 \sqrt{1-R_{ph}}} \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma_h^2(1-R_{ph}^2)} \times \right. \\ \left. \times (h_n^2 - 2R_{ph}h_n h_j + h_j^2) \right], \quad (11)$$

где  $\sigma_h^2$  — дисперсия величин  $h, h_n$  и  $h_j$  — случайные величины для  $n$ -го и  $j$ -го импульсов последовательности,  $p = n - j$ ,  $R_{ph}$  — коэффициент корреляции величин  $h_n$  и  $h_j$ ,

$$R_{ph} = e^{-\alpha |p|}. \quad (12)$$

Для времени появления  $n$ -го импульса однозначной последовательности можно записать

$$t_{2n} = nT + \gamma_n,$$

где  $n$  — номер импульса,  $T$  — период перемагничивания,  $\gamma_n$  — случайная величина, определяемая флуктуациями критического поля и видом функции перемагничивающего поля  $H(t)$ . Ввиду относительной малости флуктуаций

$$\gamma_n = h_n \left( \frac{dH}{dt} \right)^{-1} \quad (t = nT), \quad (13)$$

а потому и законы распределения для величин  $\gamma$  остаются нормальными с параметрами

$$\sigma_\gamma = \sigma_h \left( \frac{dH}{dt} \right)^{-1} \quad (t = nT), \quad R_{p\gamma} = R_{ph}.$$

Имея в виду перечисленные условия, на основании [9], стр. 637, получаем

$$F_{\text{ш}}(\omega) = \frac{2}{\pi} \tau^2 a^2 \Omega |g(\omega\tau)|^2 \exp(-\sigma_\gamma^2 \omega^2) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\sigma_\gamma^2 \omega^2)^k}{k!} \frac{\text{sh } k\alpha}{\text{ch } k\alpha - \cos(2\pi\omega/\Omega)}, \quad (14)$$

где  $\tau$  — длительность импульса Баркгаузена,  $a$  — его амплитуда.

Функция  $F_{\text{ш}}(\omega)$  в данном случае сложнее, но в общих чертах она похожа на ранее полученную (8). В частности, (14) содержит той же формы множители, обуславливающие «всплески» плотности шумов вблизи частот  $\omega = n\Omega$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Я. Беркман, Геофизическое приборостроение, вып. 7, 25 (1960).
2. Л. Д. Виноградова, Н. В. Чебляков, Геофизическое приборостроение, вып. 18, 58 (1964).
3. В. М. Михайловский, Тр. Всесоюзного научно-техн. совещания «Магнитные элементы автоматики, телемеханики, измерительной и вычислительной техники», Киев, 1964.
4. Ж. Мари, Низкочастотные параметрические усилители с ортогональным магнитным управлением, изд. Мир, М., 1967, стр. 130.
5. I. A. Krumhansl, R. T. Veueg, J. Appl. Phys., 20, № 6, 582 (1949).
6. М. А. Розенблат, Магнитные усилители, изд. Сов. радио, М., 1956, стр. 587.
7. F. C. Williams, S. W. Noble, Proc. IEE, 97, № 58, 445 (1950).
8. А. А. Грачев, Диссертация, ГГУ, Горький, 1960.
9. Б. Р. Левин, Теоретические основы статистической радиотехники, ч. 1, изд. Сов. радио, М., 1969.
10. Н. Н. Колачевский, Тр. МФТИ, Оборонгиз, М., вып. 4, 17 (1959).
11. K. Stierstadt, Springer Tracts. Mod. Phys., 40, 3 (1966).

Институт физики металлов  
АН СССР

Поступила в редакцию  
28 июля 1970 г.

УДК 621.372.8.09

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ВОЛНОВОДНОГО ВОСЬМИПОЛЮСНИКА

Н. А. Майер, М. В. Персиков

1. В работе [1] на основании феноменологического рассмотрения исследовались поведение и свойства собственных волн в двухволновом крупнопериодическом волноводе, который представлялся в виде цепочки последовательно соединенных восьмиполосников. При этом не уточнялся конкретный вид матрицы рассеяния отдельного