

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 695

13-88-816

В.Н.Аносов, В.П.Саванеев

РАСЧЕТ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТОМОДУЛЯЦИОННЫХ УСТРОЙСТВ
ПРИ РАБОТЕ ПО ЧАСТНОМУ ЦИКЛУ
ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА

Направлено в журнал "Электротехника"

1988

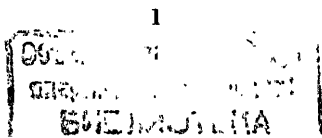
При проектировании, расчете и оптимизации магнитомодуляционных устройств /1,2/ необходимо располагать данными о частных циклах динамической петли гистерезиса. Использование общедоступной литературы /3/ не позволяет получить реальный результат вследствие общего характера данных и зависимости частных циклов динамической петли гистерезиса от схемного решения и вида намагничивающей силы. Экспериментальное получение динамических характеристик /4/ не всегда приемлемо вследствие большой трудоемкости. На предварительном этапе проектирования предпочтительнее располагать расчетными характеристиками.

Ранее в работе /5/ предлагалась для обсуждения методика расчета выходных параметров магнитомодуляционных устройств (ММ) при работе по полному циклу динамической петли гистерезиса.

В данной работе делается попытка создания инженерной методики расчета выходных параметров (τ - времени перемагничивания ферромагнетика, $e_{\text{вых}}^{\text{max}}$ - максимальной величины напряжения на выходной обмотке,) для ММ устройств, работающих по частному циклу петли гистерезиса, причем как с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), так и с непрямоугольной петлей (НППГ).

Предлагаются два способа нахождения зависимостей $\Delta B(t)$ и $\Delta B(H)_{\text{дин.}}$, где $\Delta B(t)$ - приращение индукции в тороидальном сердечнике, $\Delta B(H)_{\text{дин.}}$ - частная динамическая петля гистерезиса.

При расчетах считаем, что отношение диаметров тороидального сердечника $d/D \geq 0,8$ /6/, что позволяет пользоваться справочными данными о магнитном материале, приводимыми в литературе /3/, не учитывая влияния геометрических размеров магнитопровода на магнитные характеристики сердечника.



Первый способ состоит в численном решении на ЭВМ дифференциального уравнения (ДУ), описывающего магнитное состояние тороидального сердечника с учетом факторов размагничивания, к которым относятся: сопротивление нагрузки - R_H и внутреннее сопротивление генератора э.д.с. - R_r . Для получения ДУ частного цикла динамической петли гистерезиса возьмем из [7] вид дифференциального уравнения для полного цикла петли гистерезиса и, заменив в нем уравнение магнитного состояния на уравнение для частного цикла петли гистерезиса из [8], получим:

а) для источника э.д.с.:

$$\frac{d(\Delta B)}{dt} = \frac{\left[\frac{E(t) \cdot W_1}{\ell \cdot R_r} - H_{см.}(\Delta B) \right]}{\left[g_{\Sigma}(\Delta B) + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{\ell \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{\ell \cdot R_H} \right) \right]}; \quad (1)$$

б) для источника тока:

$$\frac{d(\Delta B)}{dt} = \frac{\left[\frac{I(t) \cdot W_1}{\ell} - H_{см.}(\Delta B) \right]}{\left[g_{\Sigma}(\Delta B) + \frac{W_2^2 \cdot S}{\ell \cdot R_H} \right]}, \quad (2)$$

где $\Delta B(t)$ - приращение индукции в сердечнике, $E(t)$, $I(t)$ - э.д.с. (или ток), создающая напряженность магнитного поля $H_{ист.}(t)$; W_1 , W_2 - число витков в первичной и вторичной обмотках, R_H , R_r - сопротивления резисторов нагрузки, подключенной к выходной обмотке, и генератора сигнала, $H_{см.}(\Delta B)$ - статическая петля гистерезиса, S , ℓ - поперечное сечение тороидального сердечника и длина его средней силовой линии, $g_{\Sigma}(\Delta B)$ - суммарная динамическая проводимость магнитного материала, которая вы-

числяется по формуле

$$g_{\Sigma}(\Delta B) = \left[\frac{1}{R_{mo} \left(1 - \frac{\Delta B^2}{\Delta B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma \alpha^2 \Delta B}{2B_z} \right] = g_{м.в.}(\Delta B) + g_{в.т.}(\Delta B). \quad (3)$$

В (3): R_{mo} - максимальное динамическое сопротивление вязкости, ΔB_{sd} - максимальный динамический диапазон изменения индукции по частному циклу, σ - удельное электрическое сопротивление магнитного материала, α - полутолщина ленты, из которой изготовлен тороидальный сердечник, $g_{м.в.}(\Delta B)$ - динамическая проводимость магнитного материала тороидального сердечника, обусловленная магнитной вязкостью, $g_{в.т.}(\Delta B)$ - динамическая проводимость материала сердечника, обусловленная вихревыми токами.

Подставляя (3) в (1) и (2), получаем

а) для источника э.д.с.:

$$\frac{d(\Delta B)}{dt} = \frac{\left[\frac{E(t) \cdot W_1}{\ell \cdot R_r} - H_{см.}(\Delta B) \right]}{\left[\frac{1}{R_{mo} \left(1 - \frac{\Delta B^2}{\Delta B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma \alpha^2 \Delta B}{2B_z} + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{\ell \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{\ell \cdot R_H} \right) \right]}; \quad (4)$$

б) для источника тока:

$$\frac{d(\Delta B)}{dt} = \frac{\left[\frac{I(t) \cdot W_1}{\ell} - H_{см.}(\Delta B) \right]}{\left[\frac{1}{R_{mo} \left(1 - \frac{\Delta B^2}{\Delta B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma \alpha^2 \Delta B}{2B_z} + \frac{W_2^2 \cdot S}{\ell \cdot R_H} \right]}. \quad (5)$$

Решая (4) или (5), получаем зависимость $\Delta B(t)$. Результирующую напряженность магнитного поля в сердечнике можно записать как

$$H_{\Sigma}(t) = H_{ист.}(t) - \frac{d(\Delta B)}{dt} \cdot g_{\Sigma}^{разм.} - H_{см.}(\Delta B), \quad (6)$$

где $g_{\Sigma}^{\text{размаг.}}$ - суммарная проводимость размагничивающих элементов R_H , R_r , которая для источника э.д.с. запишется как

$$g_{\Sigma}^{\text{размаг.}} = \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right), \quad (7)$$

а для источника тока

$$g_{\Sigma}^{\text{размаг.}} = \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H}. \quad (8)$$

Получив зависимость $\Delta B(t)$ и $H_{\Sigma}(t)$, имеем характеристику $\Delta B(H)_{\text{гин.}}$ в параметрическом виде.

Второй способ нахождения функций $\Delta B(t)$ и $\Delta B(H)_{\text{гин.}}$ сводится к поиску аналитических выражений путем решения ДУ (4) или (5). Поскольку ДУ (4) или (5) не удалось решить в исходном виде, рассмотрим два варианта упрощения, каждый из которых имеет аналитическое решение.

Первый вариант. Предположим, что:

а) $E(t)$ и $I(t)$ изменяются по линейному закону на том отрезке времени, где происходит перемагничивание из состояния $+B_r$ в состояние $+B_{sd}$. Это предположение можно обосновать тем, что перемагничивание из $+B_r$ в $+B_{sd}$ по частному циклу петли гистерезиса происходит за время, в несколько раз меньшее времени нарастания сигнала $E(t)$ или $I(t)$, т.е. на их линейном участке.

б) $H_{cm}(\Delta B) = k \cdot \Delta B$, статическая петля гистерезиса линейно зависит от индукции, что допустимо вследствие того, что переключение заканчивается до $+B_{sd}$.

Вывод формулы сделаем для источника э.д.с. $E(t)$, как более сложного случая, а для источника тока $I(t)$ запишем фор-

мулу без вывода, т.к. она получается из первой формулы путем несложных преобразований.

Введем промежуточные обозначения, для наглядности преобразований, при поиске решения ДУ из формулы (4):

$$\frac{\sigma a^2}{2B_r} = \alpha; \quad R_{mo} = \beta; \quad \frac{R_{mo}}{\Delta B_{sd}^2} = \epsilon; \quad \frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} = d_1;$$

$$E(t) = m \cdot t = m \cdot x \quad (\text{где } x = t);$$

$$H_{ист.}(t) = \frac{E(t) \cdot W_1}{l \cdot R_r} = n \cdot x \quad (\text{где } n = m \cdot \frac{W_1}{l \cdot R_r});$$

$$\Delta B = y; \quad H_{cm}(\Delta B) = k \cdot \Delta B = k \cdot y.$$

С учетом введенных обозначений (4) примет вид

$$y' \cdot \left[\alpha y + d_1 + \frac{1}{\beta - \epsilon y^2} \right] = nx - ky$$

или

$$y' \cdot \left[\frac{\alpha \epsilon y^3 + c d_1 \cdot y^2 - \alpha \beta y - d_1 \beta - 1}{\epsilon y^2 - \beta} \right] = nx - ky.$$

Положим

$$\text{Тогда } \alpha \cdot c = A; \quad c d_1 = B; \quad \alpha \cdot \beta = C; \quad d_1 \cdot \beta + 1 = D.$$

$$y' \cdot \left[\frac{Ay^3 + By^2 - Cy - D}{\epsilon y^2 - \beta} \right] = nx - ky.$$

Полагая

$$Ay^3 + By^2 - Cy - D = F_1(y); \quad \epsilon y^2 - \beta = F_2(y),$$

имеем

$$\frac{F_1(y)}{F_2(y)} \cdot y' = (nx - ky). \quad (9)$$

Применение известных методов [9] не позволило найти аналитического решения ДУ (9). Решить уравнение (9) удалось с использованием метода введения параметра, а точнее, варианта этого

метода, применимого в случае, когда ДУ (9) разрешимо относительно искомой функции. Запишем ДУ (9) в виде:

$$y = \frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot y' \cdot \frac{F_1(y)}{F_2(y)}. \quad (10)$$

Обозначим вводимый параметр $p = y'$.

Тогда в параметрической форме ДУ (9) можно записать как

$$y = \frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot p \cdot \frac{F_1(y)}{F_2(y)}; \quad y' = p. \quad (11)$$

Дифференцируем (11) по независимой переменной X:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{n}{k} - \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dx} \cdot \frac{F_1(y)}{F_2(y)} = y' = p$$

или

$$\frac{1}{k} \cdot F_1(y) \cdot \frac{dp}{dx} + F_2(y) \cdot p = F_2(y) \cdot \frac{n}{k}. \quad (12)$$

Уравнение (12) является неоднородным линейным уравнением, общее решение которого имеет вид (10, с.85):

$$p = e^{-\int_0^x k \cdot \frac{F_2(y)}{F_1(y)} dx} \cdot \left(C_0 + \frac{n}{k} \int_0^x F_2(y) \cdot e^{\int_0^x k \cdot \frac{F_2(y)}{F_1(y)} dx} \cdot dx \right). \quad (13)$$

Найдем интегралы из уравнения (13):

$$\int_0^x k \cdot \frac{F_2(y)}{F_1(y)} \cdot dx = k \cdot \frac{F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x; \quad (14)$$

$$\frac{n}{k} \int_0^x F_2(y) \cdot e^{\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x} \cdot dx = \frac{n}{k^2} \cdot F_1(y) \cdot e^{\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x}. \quad (15)$$

Тогда

$$p = e^{-\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x} \cdot \left(C_0 + \frac{n}{k^2} \cdot F_1(y) \cdot e^{\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x} \right). \quad (16)$$

Подставляя (16) в (11), получаем

$$y = \frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot \frac{F_1(y)}{F_2(y)} \cdot \left\{ C_0 \cdot e^{-\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x} + \frac{n}{k^2} \cdot F_1(y) \right\} =$$

$$= \left[\frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot \frac{F_1(y)}{F_2(y)} \cdot C_0 \cdot e^{-\frac{k \cdot F_2(y)}{F_1(y)} \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{F_1^2(y)}{F_2(y)} \right]. \quad (17)$$

Подставляем в (17) значения $F_1(y)$ и $F_2(y)$:

$$y = \left[\frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot \frac{(Ay^3 + By^2 - Cy - D)}{(cy^2 - B)} \cdot C_0 \cdot e^{-\frac{k(cy^2 - B)}{(Ay^3 + By^2 - Cy - D)} \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{(Ay^3 + By^2 - Cy - D)}{(cy^2 - B)} \right]. \quad (18)$$

Начальные условия: при $X = 0$ ($t = 0$) $y = \Delta B = 0$.

Находим из них константу C_0 ДУ (18):

$$C_0 = \frac{n \cdot D^2}{k^2}. \quad (19)$$

С учетом найденного значения константы ДУ C_0 , а также обозначений, введенных в начале работы, получаем

$$y = \left[\frac{n}{k} \cdot x - \frac{Ay^3 + By^2 - Cy - D}{cy^2 - B} \cdot \frac{n \cdot D^2}{k^3} \cdot e^{-\frac{k \cdot (cy^2 - B)}{(Ay^3 + By^2 - Cy - D)} \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{(Ay^3 + By^2 - Cy - D)^2}{cy^2 - B} \right]. \quad (20)$$

Уравнение (20) является трансцендентным уравнением, допускающим, как правило, приближенное его решение. Можно рекомендовать разложить функцию e^{-ax} в степенной ряд, с сохранением числа членов, обеспечивающих необходимую величину погрешности решения. После такого разложения трансцендентное уравнение (20) превра-

щается в алгебраическое уравнение - полином соответствующей степени, корни которого могут быть найдены известными методами, либо аналитически, либо расчетами на ЭВМ.

Уравнение (20), учитывающее оба фактора потерь в тороидальном магнитном сердечнике (магнитную вязкость и вихревые токи), эффективно работает лишь в некоторой средней зоне толщин ленты, из которой изготовлен сердечник. Для "малых" толщин лент, при которых основной вклад в потери дает магнитная вязкость, уравнение (20) принимает вид

$$F_1(y) = 1; \quad F_2(y) = cy^2 - \beta$$

$$y = \left[\frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{cy^2 - \beta} \cdot c_0 \cdot e^{-k(cy^2 - \beta) \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{1}{cy^2 - \beta} \right]. \quad (21)$$

Для начальных условий $x=0=t$
 $y = \Delta B = 0$

находим

$$c_0 = -\frac{n}{k^2}. \quad (22)$$

Тогда уравнение (21) с учетом (22) запишется:

$$y = \left[\frac{n}{k} \cdot x + \frac{1}{cy^2 - \beta} \cdot \frac{n}{k^3} \cdot e^{-k(cy^2 - \beta) \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{1}{(cy^2 - \beta)} \right]. \quad (23)$$

Уравнение (23) после разложения $e^{-k(cy^2 - \beta) \cdot x}$ в степенной ряд дает алгебраическое уравнение - полином гораздо более низкого порядка, чем уравнение (20), корни которого находятся проще.

Для толщин ленты, при которых основной вклад в потери вносят вихревые токи, уравнение (20) будет иметь вид

$$F_1(y) = \alpha \cdot y \quad F_2(y) = 1$$

$$y = \left[\frac{n}{k} \cdot x - \frac{1}{k} \cdot \alpha \cdot y \cdot c_0 \cdot e^{-\frac{k}{\alpha y} \cdot x} - \frac{n}{k^3} \cdot \frac{(\alpha y)^2}{1} \right]. \quad (24)$$

Из (24) видно, что после разложения $e^{-\frac{k}{\alpha y} \cdot x}$ в степенной ряд уравнение получается более низкой степени, чем в выражении (20), корни его могут быть получены по аналитическому выражению, что удобно для расчетов без ЭВМ.

Второй вариант. Допустим, что $H_{cm}(\Delta B) \approx 0$, т.е. пренебрежимо мала по сравнению с $H(\Delta B)_{гун.}$, то ДУ (4) и (5) можно решить в явном виде для любой формы $E(t)$ и $I(t)$:

а) для источника э.д.с.:

$$\frac{\Delta B_{sd}}{2R_{m0}} \cdot \left[\ln \cdot \frac{1 + \frac{\Delta B}{\Delta B_{sd}}}{1 - \frac{\Delta B}{\Delta B_{sd}}} \right] + \left[\frac{\sigma a^2}{4B_z} \cdot (\Delta B)^2 + \frac{\sigma a^2}{2} \cdot (\Delta B) \right] +$$

$$+ \left[\left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \cdot \Delta B \right] = \int_0^t \frac{E(t) \cdot W_1}{l \cdot R_r} \cdot dt; \quad (25)$$

б) для источника тока:

$$\frac{\Delta B_{sd}}{2R_{m0}} \cdot \left[\ln \cdot \frac{1 + \frac{\Delta B}{\Delta B_{sd}}}{1 - \frac{\Delta B}{\Delta B_{sd}}} \right] + \left[\frac{\sigma a^2}{4B_z} \cdot (\Delta B)^2 + \frac{\sigma a^2}{2} \cdot (\Delta B) \right] +$$

$$+ \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \cdot \Delta B = \int_0^t \frac{I(t) \cdot W_1}{l} \cdot dt. \quad (26)$$

Уравнения (25) и (26) являются трансцендентными, решение можно получить приближенной заменой функции логарифма разложением в степенной ряд:

$$\ln \left(\frac{1+x}{1-x} \right) \approx 2x + \frac{2}{3}x^3 + \frac{2}{5}x^5 + \frac{2}{7}x^7 + \dots, \quad (27)$$

где $|x| = \left| \frac{\Delta B}{\Delta B_{sd}} \right| < 1$.

Оставляя в (27) два члена, можно с максимальной погрешностью $\leq \pm 10\%$ получить следующие выражения:

а) для источника э.д.с.:

$$\frac{1}{3R_{mo} \cdot \Delta B_{scd}^2} \cdot (\Delta B)^3 + \frac{\sigma a^2}{4B_2} \cdot (\Delta B)^2 + \frac{\sigma a^2}{2} \cdot (\Delta B) + \frac{1}{R_{mo}} \cdot (\Delta B) + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_F} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \cdot \Delta B = \int_0^t \left[\frac{E(t) \cdot W_1}{l \cdot R_F} \right] \cdot dt; \quad (28)$$

б) для источника тока:

$$\frac{1}{3R_{mo} \cdot \Delta B_{scd}^2} \cdot (\Delta B)^3 + \frac{\sigma a^2}{4B_2} \cdot (\Delta B)^2 + \frac{\sigma a^2}{2} \cdot (\Delta B) + \frac{1}{R_{mo}} \cdot (\Delta B) + \left(\frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \cdot \Delta B = \int_0^t \frac{I(t) \cdot W_1}{l} \cdot dt. \quad (29)$$

Решая уравнения (28) и (29), получаем функцию $\Delta B(t)$, а вычислив затем по выражению (6) $H_z(t)$, имеем параметрическое выражение для $H(\Delta B)_{гн.}$.

Сравнение результатов расчета по предлагаемым в данной работе методикам с результатами эксперимента проводилось на электромагнитной цепи магнитного компаратора постоянного тока, использующего импульсный магнитный модулятор в качестве преобразователя неравновесия. Цепь имела следующие параметры:

- материал ленты тороидального сердечника 79 НМ,
- толщина ленты 100 мкм,
- внешний диаметр тороида $D = 65$ мм,
- внутренний диаметр тороида $d = 55$ мм,
- высота сердечника $h = 5$ мм,
- число витков в первичной и вторичной обмотках $W_1 = W_2 = 500$,
- источник сигнала - источник тока,
- форма сигнала - колоколообразная (половина синусоиды),

- сопротивление нагрузки $R_H = 1$ кОм,
- частота сигнала $f = 500$ Гц.

Результаты сведены в таблицу I.

Таблица I

Нст(ΔB) = 0; $I(t) = I_m \sin \omega t$; $g_{м.в} = 0$,

	ДУ - формула (2)	$\delta_{ДУ}$	Аналитика - формула (29)	δ_{a_1}	Эксперимент	δ_{ϑ}
τ_c (мкс)	95	$\pm 5\%$	75	$\pm 25\%$	100	$\pm 10\%$
$E_{вых}^{max}(B)$	72	$\pm 15\%$	80	$\pm 27\%$	63	$\pm 10\%$

В таблице I значения погрешностей определялись как

$$\delta_{ДУ} = \frac{P_i^{ДУ} - P_i^{\vartheta}}{P_i^{\vartheta}}, \quad \delta_{a_1} = \frac{P_i^{a_1} - P_i^{\vartheta}}{P_i^{\vartheta}},$$

$\delta_{ДУ}$, δ_{a_1} - относительные погрешности расчетов по ДУ, методике первого варианта в сравнении с экспериментом.

δ_{ϑ} - относительная погрешность измерений в эксперименте.
 $P_i^{ДУ}$, $P_i^{a_1}$, P_i^{ϑ} - величины параметров, полученные, соответственно, расчетами по ДУ, по методике I варианта, а также измеренные экспериментально.

Экспериментальная проверка потерь мощности на частном цикле для материала 79 НМ (толщиной 50 и 100 мкм), диапазона частот 500 + 2500 Гц, различных уровней синусоидального возбуждения и сопротивления нагрузки на выходной обмотке ($R_H = 1 + 100$ кОм) показала, что величина потерь, усредненная за период, составляет сотые доли ватта. Полученная величина потерь мощности на частном цикле не вызывает заметных изменений в выходных характеристиках магнитных модуляторов, поэтому в данной работе методика расчета мощности не приводится.

При практическом использовании предлагаемых расчетных методик, в широком диапазоне толщин лент, можно значительно упростить формулы (1)-(5), (20), (25) и (26), если принять во внимание следующие соображения.

1. Из формулы (3) следует, что член $g(\Delta B)_{м.в.}$ вносит основной вклад в величину $g_{\Sigma}(\Delta B)$ при "малых" толщинах ленты, тогда как член $g_{в.т.}(\Delta B)$ - при "больших" толщинах ленты. Отсюда следует, что есть граничная толщина ленты $2a_{гр.1}$, после которой можно пренебречь влиянием члена $g_{м.в.}(\Delta B)$ в формуле (3).

2. При толщинах ленты $2a \leq 2a_{гр.1}$ на основании справочных данных можно считать, что ее материал имеет прямоугольную статическую петлю гистерезиса ($\alpha \geq 0,85$), а при $2a > 2a_{гр.1}$ - непрямоугольную петлю гистерезиса ($\alpha < 0,85$). В соответствии с этим для материалов с ППГ величину R_{mo} можно вычислять по формуле (8, с.49):

$$R_{mo} \cong 2m_2 \cdot \left(1 - \frac{B_2}{B_s}\right). \quad (30)$$

Для материалов с НПГ (при $2a > 2a_{гр.1}$) величину R_{mo} можно брать из справочников либо определять экспериментально (8, с.74). Член $H_{cm}(\Delta B)$ в формулах (1), (2) и (4), (5) для материалов с ППГ можно не учитывать, для материалов с НПГ он берется из справочной литературы.

3. Граничную толщину $2a_{гр.1}$ можно находить по следующим соображениям:

а) по соотношению величин $g_{м.в.}(\Delta B)$ и $g_{в.т.}(\Delta B)$ затруднительно определение граничной толщины и использование на практике, т.к. обе эти функции зависят не только от толщины ленты, из которой изготовлен сердечник, но и от значения индукции, при которой такое сравнение производится;

б) по соотношению зарядов, идущих на преодоление потерь, обусловленных магнитной вязкостью и вихревыми токами:

$$K_1 = \frac{Q_{в.т.}}{Q_{м.в.}}, \quad (31)$$

$$\text{где } Q_{в.т.} = \int_0^{\Delta B_{sd}} g_{в.т.}(\Delta B) \cdot d\Delta B = \int_0^{\Delta B_{sd}} \frac{\sigma a^2}{2B_2} \Delta B \cdot d\Delta B = \frac{\sigma a^2}{4B_2} \cdot \Delta B_{sd}^2; \quad (32)$$

$$Q_{м.в.} = \int_0^{\Delta B'_{sd}} g_{м.в.}(\Delta B) \cdot d\Delta B = \int_0^{\Delta B'_{sd}} \frac{dB}{R_{mo} \left(1 - \frac{\Delta B^2}{\Delta B_{sd}^2}\right)} = \frac{\Delta B_{sd}}{2R_{mo}} \cdot \ln \left(\frac{1+B}{1-B} \right); \quad (33)$$

$\beta = \frac{\Delta B'_{sd}}{\Delta B_{sd}} < 1$ - коэффициент практически допустимого приближения значений индукции в тороидальном магнитопроводе к значению ΔB_{sd} (обычно достаточно взять $\beta = 0,9 \div 0,99$).

С учетом (32) и (33) из (31) имеем

$$K_1 = \frac{\sigma a^2 \cdot \Delta B_{sd} \cdot R_{mo}}{2B_2 \cdot \ln \left(\frac{1+B}{1-B} \right)}. \quad (34)$$

Рассчитав по (34) для различных толщин лент, материала 79 НМ коэффициент K_1 , сведем результаты расчета в таблицу 2.

Таблица 2

$2a,$ мм	2	3	10	20	50	100	200
K_1 (2 а)	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,6	2,4	9,4

Из таблицы 2 видно, что граничная толщина ленты, при которой можно пренебречь вкладом потерь на магнитную вязкость для материала 79 НМ в общие потери в магнитопроводе, составляет $2a_{гр.1} \approx$

100 мкм, что хорошо согласуется с данными из работы (8, с.79).

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В.В.Кольге за полезные обсуждения и помощь в работе.

Литература

1. Розенблат М.А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. Наука, М., 1974, 194 с.
2. Ахманова Л.Н. и др. ОИЯИ, I3-8I-806, Дубна, 1981.
3. Прецизионные сплавы. Справочник под ред. Б.В.Молотилова, М., Металлургия, 1983.
4. Саванеев В.П. ОИЯИ, I3-88-496, Дубна, 1988.
5. Аносов В.Н., Саванеев В.П. ОИЯИ, I3-88-497, Дубна, 1988.
6. R.W.Roberts, R.J.Wan. Nice. Influence Ratio on Static and Dynamic Magnetic Properties of Toroidal Cores, Trans. AIEE, 1955, p.1.
7. Ионов И.П. Магнитные элементы дискретного действия. М., Высшая школа, 1975.
8. Пирогов А.И., Шамаев Ю.М. Магнитные сердечники в автоматике и вычислительной технике. Энергия, М., 1967.
9. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Наука, М., 1971.
10. Матвеев Н.М. Методы интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений. Высшая школа, Минск, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1988 года.

Аносов В.Н., Саванеев В.П.

13-88-816

Расчет выходных параметров магнитомодуляционных устройств при работе по частному циклу петли гистерезиса

Рассматриваются две методики определения выходных параметров магнитомодуляционных устройств: времени перемагничивания ферромагнетика, максимальной величины импульса напряжения на выходной обмотке, мощности потерь в тороидальном магнитопроводе. При расчетах учитываются влияние магнитной вязкости, вихревых токов, марки и типа магнитного материала, толщина ленты и тип магнитного материала. Первая методика основывается на численном решении на ЭВМ полученных дифференциальных уравнений. Вторая методика - на полученных двух вариантах приближенных аналитических выражений. Проводится сравнение обеих методик расчета с экспериментальным результатом. Дается выражение для определения граничной толщины ленты магнитопровода при работе по частному циклу петли гистерезиса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Anosov V.N., Savaneev V.P.

13-88-816

Calculation of Output Parameters of Magnetic Modulation Setups at Operation by Particular Cycle of Hysteresis Loop

Two techniques for determining the output parameters of magnetic modulation setups are considered: ferromagnetic alternating remagnetization, maximum value of the voltage momentum on output winding, losses power in toroidal magnetic circuit. The influence of magnetic viscosity, vortex currents, mark and type of magnetic material, band thickness and type of magnetic material are taken into account in the calculations. The first technique is based on computer calculations of the derived differential equations, the second one - on the obtained two variants of approximated analytical expressions. The comparison of both calculation techniques with the experimental result is given. Expression for determining the boundary thickness of magnetic circuit band when operating by particular cycle of hysteresis loop is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988