

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 695

13-88-497 e

В.Н.Аносов, В.П.Саванеев

**РАСЧЕТ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТОМОДУЛЯЦИОННЫХ УСТРОЙСТВ
ПРИ РАБОТЕ ПО ПОЛНОМУ ЦИКЛУ
ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА**

Направлено в журнал "Автоматика и телемеханика"

1988

Существенным для практики проектирования электрических схем, содержащих магнитомодуляционные устройства ^{/1/}, является возможность определения величины выходных параметров: τ - времени переключения тороидального сердечника из $-B_2$ в $+B_2$ равного длительности импульса на выходной обмотке, $e_{\text{вых}}^{\text{max}}$ - максимальной величины импульса напряжения на выходной обмотке тороидального сердечника, P_{Σ} - мощности потерь в тороидальном сердечнике за время τ . При расчете необходимо учитывать влияние вихревых токов и магнитной вязкости, марки и типа магнитного материала (ППГ и НПП), толщину ленты, из которой изготовлен тороидальный сердечник, и режим возбуждения магнитомодуляционного устройства.

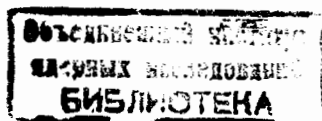
Для нахождения выходных параметров в электрической цепи, содержащей магнитомодуляционное устройство, необходимо для вычисления τ и $e_{\text{вых}}^{\text{max}}$ знать зависимость индукции в тороидальном сердечнике $B(t)$ от времени, а для вычисления P_{Σ} надо знать зависимость $B(H)_{\text{дин}}$, т.к. ^{/2/}

$$P_{\Sigma} = \frac{V}{\tau} \int_{-B_2}^{+B_2} H(B)_{\text{дин}} \cdot dB, \quad (I)$$

где V - объем тороидального сердечника, $H(B)_{\text{дин}}$ - динамическая характеристика ферромагнетика.

Поскольку источники импульсов напряженности поля $[H_{\text{ист.}}(t)]$ могут быть как источниками напряжения, так и источниками тока, все дальнейшие выводы делаются для обоих перечисленных типов источников.

При расчете считаем, что отношение диаметров тороидального сердечника $d/D \geq 0,8$ ^{/3/}, что позволяет пользоваться при расчете справочными данными о магнитном материале, приводимыми



в общедоступной литературе /4/, не учитывая влияния геометрических размеров магнитопровода на магнитные характеристики сердечника.

Известно, что тороидальный сердечник может переключаться как по полному циклу петли гистерезиса (из $-B_z$ в $+B_z$ и обратно), так и по частному циклу петли гистерезиса (из $+B_z$ в $+B_z$ и обратно), а математический аппарат, используемый в том и другом случае, различен. Кроме указанного фактора на выбор математического аппарата существенно влияет еще и фактор прямоугольности петли гистерезиса (прямоугольные петли - ППГ, непрямоугольные - НПГ). В данной работе излагается методика расчета выходных параметров магнитомодуляционных устройств, работающих по полному циклу петли гистерезиса, причем как материалов с ППГ, так и с НПГ.

Предлагается два способа нахождения функций $B(t)$ и $B(H)_{\text{дин}}$.

Первый способ базируется на численном решении на ЭВМ дифференциального уравнения (ДУ), описывающего магнитное состояние тороидального сердечника с учетом факторов размагничивания - сопротивлений нагрузки R_H и генератора э.д.с. - R_r . Для электрической цепи, в которой напряженность магнитного поля в тороидальном сердечнике создается источником э.д.с., ДУ имеет вид /5/

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\left[\frac{E(t) \cdot W_1}{l R_r} - H_{02} \right]}{\left[\frac{1}{z(B)} + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \right]} \quad (2)$$

Для цепи, в которой напряженность магнитного поля в сердечнике создается источником тока, ДУ имеет вид /5/

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\left[\frac{I(t) \cdot W_1}{l} - H_{02} \right]}{\left[\frac{1}{z(B)} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right]} \quad (3)$$

где $B(t)$ - индукция магнитного поля в тороидальном сердечнике, $E(t)$ - э.д.с., создающая напряженность магнитного поля $H_{\text{ист.}}(t)$ в тороидальном сердечнике, W_1 и W_2 - число витков в первичной и вторичной обмотках, R_H, R_r - сопротивления нагрузки и внутреннее сопротивление источника э.д.с., H_{02} - пороговое поле, S, l - площадь сечения тороидального сердечника и длина средней магнитной силовой линии в нем, $z(B)$ - динамическое сопротивление магнетика.

Значение $z(B)$ из /6/ выразим через значение проводимостей как

$$g_z(B) = \frac{1}{z_z(B)} = \left[\frac{1}{z_{m2} \left(1 - \frac{B^2(t)}{B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma a^2 [B(t) + B_z]}{2B_z} \right] =$$

$$= g_{m.B}(B) + g_{B.T}(B),$$

где z_{m2} - максимальное значение динамического сопротивления вязкости, σ - удельное электрическое сопротивление магнитного материала, B_{sd} - индукция динамического насыщения тороидального сердечника, $B(t)$ - текущее значение индукции в тороидальном сердечнике, $g_{m.B}(B)$ - динамическая проводимость магнетика, обусловленная магнитной вязкостью, $g_{B.T}(B)$ - динамическая проводимость магнетика, обусловленная вихревыми токами, a - половинная толщина ленты, из которой изготовлен тороидальный сердечник.

Подставляя (4) в (2) и (3), получаем

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\left[\frac{E(t) \cdot W_1}{l \cdot R_r} - H_{02} \right]}{\left[\frac{1}{2m_2 \left(1 - \frac{B^2(t)}{B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma a^2 [B(t) + B_z]}{2B_z} + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \right]} \quad (5)$$

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\left[\frac{I(t) \cdot W_1}{l} - H_{02} \right]}{\left[\frac{1}{2m_2 \left(1 - \frac{B^2(t)}{B_{sd}^2} \right)} + \frac{\sigma a^2 [B(t) + B_z]}{2B_z} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right]} \quad (6)$$

Решая ДУ (5) или (6) на ЭВМ, получаем функцию $B(t)$.

Задача нахождения функции $B(H)_{\text{дин}}$ в явном виде решается лишь при выполнении следующих условий [7]:

- а) источником $H_{\text{ист.}}(t)$ является источник тока,
- б) тороидальный сердечник не нагружен $R_H = \infty$,
- в) источник импульсов напряженности поля изменяется по линейному закону $H_{\text{ист.}}(t) = K \cdot t$,
- г) динамическое сопротивление магнетика

$$z(B) = C = \text{const.}$$

Для этого случая, представляющего для практики небольшой интерес:

$$\begin{aligned} H_{\text{ист.}}(t) &= H_{\text{тороида}}^z(t), \\ B &= -B_z + \frac{C}{2K} \cdot [H_{\text{ист.}}(t) - H_{02}]. \end{aligned} \quad (7)$$

При нарушении хотя бы одного из перечисленных условий, что на практике чаще всего и имеет место, зависимость $B(H)_{\text{дин}}$ можно получить лишь в параметрическом виде, т.е. получаем раз-

дельно $B(t)$, $H_z(t)$. Причем $B(t)$ можно получить из (5) или (6), а затем

$$H_z(t) = H_{\text{ист.}}(t) - \frac{dB}{dt} g_{\Sigma}^{\text{размоз.}} - H_{02}, \quad (8)$$

где $g_{\Sigma}^{\text{размоз.}}$ — суммарная величина проводимости, создаваемой размагничивающими токами, протекающими через R_H , R_r .

Для источника э.д.с.

$$g_{\Sigma 1}^{\text{размоз.}} = \frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H}. \quad (9)$$

Для источника тока

$$g_{\Sigma 2}^{\text{размоз.}} = \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H}. \quad (10)$$

Второй способ нахождения функций $B(t)$ и $B(H)_{\text{дин}}$ основан на том, что уравнения (5) и (6) являются дифференциальными уравнениями с разделяющимися переменными, и поэтому их решения можно получить в аналитической форме:

а) для источника э.д.с.

$$\begin{aligned} \frac{B_s}{2z_{\text{мг}}} \cdot \left[\ln \frac{1 + \frac{B}{B_s}}{1 - \frac{B}{B_s}} - \ln \frac{1 - \frac{B_z}{B_s}}{1 + \frac{B_z}{B_s}} \right] + \left[\frac{\sigma a^2}{4B_z} (B^2 - B_z^2) + \frac{\sigma a^2}{2} (B + B_z) \right] + \\ + \left[\left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \cdot (B + B_z) \right] = \int_0^t \left[\frac{E(t) W_1}{l \cdot R_r} - H_{02} \right] dt; \quad (11) \end{aligned}$$

б) для источника тока

$$\begin{aligned} \frac{B_s}{2z_{\text{мг}}} \cdot \left[\ln \frac{1 + B/B_s}{1 - B/B_s} - \ln \frac{1 - B_z/B_s}{1 + B_z/B_s} \right] + \left[\frac{\sigma a^2}{4B_z} (B^2 - B_z^2) + \frac{\sigma a^2}{2} (B + B_z) \right] + \\ + \left[\frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \cdot (B + B_z) \right] = \int_0^t \left[\frac{I(t) \cdot W_1}{l} - H_{02} \right] dt. \quad (12) \end{aligned}$$

Уравнения (11) и (12) являются трансцендентными уравнениями, которые можно решить лишь приближенно, например сведением

их к алгебраическим уравнениям путем разложения логарифма в степенной ряд:

$$\ln \frac{(1+x)}{(1-x)} = 2x + \frac{2}{3}x^3 + \frac{2}{5}x^5 + \frac{2}{7}x^7 + \dots, \quad (I3)$$

где $|x| = \left| \frac{B}{B_3} \right| < 1$.

Оставляя в (I3) два члена в разложении, получим из (II) и (I2) с максимальной погрешностью $\leq \pm 10\%$ следующие приближенные аналитические решения:

а) для источника э.д.с.

$$\frac{1}{3 \cdot 2 m_2 \cdot B_3^2} \cdot (B^3 + B_2^3) + \frac{\sigma \alpha^2}{4 B_2} (B^2 - B_2^2) + \frac{\sigma \alpha^2}{2} (B + B_2) + \frac{1}{2 m_2} (B + B_2) + \left(\frac{W_1^2 \cdot S}{l \cdot R_r} + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \right) \cdot (B + B_2) = \int_0^t \left[\frac{E(t) \cdot W_1}{l \cdot R_r} - H_{02} \right] dt; \quad (I4)$$

б) для источника тока

$$\frac{1}{3 \cdot 2 m_2 \cdot B_3^2} (B^3 + B_2^3) + \frac{\sigma \alpha^2}{4 B_2} (B^2 - B_2^2) + \frac{\sigma \alpha^2}{2} (B + B_2) + \frac{1}{2 m_2} (B + B_2) + \frac{W_2^2 \cdot S}{l \cdot R_H} \cdot (B + B_2) = \int_0^t \left[\frac{I(t) \cdot W_1}{l} - H_{02} \right] dt. \quad (I5)$$

Выражения (I4) и (I5) представляют собой кубические уравнения относительно переменной $B(t)$, решая которые находим функцию $B(t)$.

По выражению (8) вычисляем $H_z(t)$ и тем самым получаем зависимость $B(H)_{\text{дйн}}$ в параметрическом виде.

Сравнение результатов, получаемых численным решением ДУ по формулам (2) на ЭВМ, а также рассчитанных по аналитическому выражению (I4), с результатами, измеренными экспериментально, проводилось на электромагнитной цепи компаратора постоянного тока с импульсным магнитным модулятором в качестве преобразова-

теля неравновесия. Цепь имела следующие параметры: материал тороидального сердечника - 79НМ, толщина ленты - 100 мкм, внешний диаметр - $D = 65$ мм, внутренний диаметр - $d = 55$ мм, высота тороидального сердечника - $h = 5$ мм, число витков в первичной и вторичной обмотках - $W_1 = W_2 = 500$, источник сигнала - источник э.д.с. с внутренним сопротивлением $R_r = 70$ Ом, сопротивление нагрузки $R_H = 1000$ Ом, частота сигнала - $f = 1000$ Гц, форма сигнала - синусоида.

Результаты сравнения сведены в таблицу I.

Таблица I

Параметры	ДУ формулы (2) и (3)	δ_g	Аналитическое выражение фор. (II) и (I2)	δ_a эксп.	δ_g
τ , мкс	356	$\pm 15\%$	360	$\pm 15\%$	$\pm 10\%$
$e_{\text{вн}}^{\text{max}}$, В	46,4	$\pm 15\%$	46,2	$\pm 15\%$	$\pm 10\%$
P_z , Вт	0,40	$\pm 20\%$	0,45	$\pm 20\%$	$\pm 10\%$

$$\delta_g = \frac{\rho_i^{\beta} - \rho_i^{\bar{\beta}}}{\rho_i^{\beta}}; \quad \delta_a = \frac{\rho_i^{\alpha} - \rho_i^{\bar{\alpha}}}{\rho_i^{\alpha}},$$

где δ_g - относительная погрешность расчетов по ДУ, δ_a - относительная погрешность расчетов по аналитическим выражениям, δ_g - погрешность определения параметров в эксперименте, ρ_i^{β} - величина соответствующего параметра, рассчитанная по ДУ, ρ_i^{α} - величина соответствующего параметра, рассчитанная по аналитическим выражениям, $\rho_i^{\bar{\beta}}$ - величина соответствующего параметра, измеренная экспериментально.

Из таблицы I видно, что совпадение расчета с экспериментом по ДУ и аналитическому выражению (II) вполне удовлетворительное.

При сравнении расчетной и экспериментальной динамических потерь гистерезиса $V(H)_{\text{дин}}$ могут быть значительные расхождения, обусловленные наличием короткозамкнутых витков в тороидальном ленточном магнитопроводе.

При практическом использовании предложенной выше методики расчета в широком диапазоне толщин ленты можно несколько упростить формулы, если принять во внимание следующие соображения:

1. Из формулы (4) следует, что член $g_{м.в}(B)$ вносит основной вклад в величину $g_{\Sigma}(B)$ при малых толщинах ленты, тогда как член $g_{в.т}(B)$ при больших толщинах. Отсюда следует, что есть граничная толщина ленты $-2a_{гр.1}$, при которой влиянием члена $g_{м.в}(B)$ можно пренебречь в формуле (4).

2. При толщинах ленты $2a \leq 2a_{гр.1}$ на основании справочных данных можно считать, что материал имеет прямоугольную статическую петлю гистерезиса ($d \geq 0,85$), при $2a > 2a_{гр.1}$ — непрямоугольную петлю гистерезиса ($d < 0,85$). Поэтому в формулах (2), (3), (5), (6), (8), (14), (15) для НПГ учитывается член H_{02} — пороговое поле, для НПГ величина $H_{02} \approx 0$ /1,6/.

3. Определить граничную толщину $2a_{гр.1}$ можно двумя способами:

а) по соотношению величин $g_{м.в}(B)$ и $g_{в.т}(B)$:

$$K_1(B, 2a) = \frac{g_{м.в}(B)}{g_{в.т}(B)} \quad (16)$$

Этот способ нельзя рекомендовать к применению, т.к. расчет $K_1(B, 2a)$ для $2a = const$ дает функцию $K_1(B) |_{2a=const}$, которая немонотонна при изменении $-B_z < B < +B_z$, что не позволяет сделать выводы.

б) В работе /6/ предлагается проводить нахождение по соотношению зарядов, идущих на преодоление потерь, обуслов-

ленных магнитной вязкостью и вихревыми токами:

$$K_2'(2a) = \frac{\Delta S_w^{в.т}(2a)}{S_{WM}^{м.в} |_{2a=2mk}} = \frac{\sigma a^2 B_z}{S_{wz} |_{2a=2mk}} \quad (17)$$

Неточность формулы (17) состоит в том, что заряд, идущий на покрытие потерь на магнитную вязкость $S_{WM}^{м.в} |_{2a=2mk}$, берется для разных толщин ленты одним и тем же.

Нами предложено учитывать зависимость величины заряда $S_{WM}^{м.в}(2a)$ от толщины ленты и вычислять $K_2(2a)$ по выражению

$$K_2(2a) = \frac{\sigma a^2 B_z}{S_{WM}^{м.в}(2a)} = \frac{\sigma a^2 B_z}{\frac{B_z}{d(2a) \cdot z_{mz}(2a)} \cdot \ln \left[\frac{1+d(2a)}{1-d(2a)} \right]}$$

где

$$S_{WM}^{м.в}(2a) = \int_{-B_z}^{+B_z} g(B)^{м.в} dB = \int_{-B_z}^{+B_z} \frac{dB}{z_{mz}(1 - \frac{B_z}{B_s})} = \frac{B_s}{z_{mz}} \cdot \ln \left(\frac{1 + \frac{B_z}{B_s}}{1 - \frac{B_z}{B_s}} \right) = \frac{B_z}{d \cdot z_{mz}} \cdot \ln \left(\frac{1+d}{1-d} \right), \quad d = \frac{B_z}{B_s} \quad (18)$$

В выражении (18) значения z_{mz} и $d(2a)$ берутся из справочной литературы /6,4/.

В таблице 2 приведены сравнительные результаты расчетов $K_2'(2a)$ и $K_2(2a)$ в диапазоне толщин ленты для материала 79 НМ.

Таблица 2

2 а мм	2	3	10	20	50	100	200
$K_2'(2a)$	0,08	0,18	2,0	8,0	50,0	200,0	800,0
$K_2(2a)$	0,10	0,165	1,1	4,4	21,7	109,0	435,0

Из таблицы видно, что уточнение, полученное по формуле (18), существенно по величине.

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

Литература

1. М.А.Розенблат. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. Наука, М., 1974.
2. Н.М.Семенов, Н.И.Яковлев. Цифровые феррозондовые магнитометры. Л., Энергия, 1978.
3. R.W.Roberts, R.J.Wan. Nice. Influence Ratio on Static and Dynamic Magnetic Properties of Toroidal Cores, Trans. AIEE, 1955, p. 1.
4. Прецизионные сплавы. Справочник, под ред. Б.В.Молодцова. М., Металлургия, 1982.
5. И.П.Ионов. Магнитные элементы дискретного действия. М., Высшая школа, 1975.
6. А.И.Пирогов, Ю.М.Шамаев. Магнитные сердечники в автоматике и вычислительной технике. Энергия, М., 1967.
7. Л.В.Шопен. Бесконтактные электрические аппараты автоматики. Энергия, М., 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1988 года.

Аносов В.Н., Саванеев В.П.

13-88-497

Расчет выходных параметров магнитоимпульсных устройств при работе по полному циклу петли гистерезиса

Рассматриваются две методики определения выходных параметров магнитоимпульсных устройств: времени переключения, максимальной величины импульса напряжения на выходной обмотке, мощности потерь в магнитопроводе. При расчетах учитывается влияние магнитной вязкости, вихревых токов, марки и типа магнитного материала, толщина ленты и режим возбуждения. Первая методика расчета основана на численном решении на ЭВМ дифференциальных уравнений, вторая — на полученном решении приближенных аналитических выражений. Приводится сравнение обеих методик расчета с экспериментальными результатами. Дается выражение для определения граничной толщины ленты магнитопровода.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Anosov V.N., Savaneev V.P.

13-88-497

Calculation of Output Parameters of Magnetic Modulation Set Ups at Operation by Hysteresis Full Loop

Two techniques for determining the output parameters of magnetic modulation set-ups are considered: switching time, maximum value of voltage momentum on output winding, losses power in magnetic circuit. The influence of magnetic viscosity, vortex currents, mark and type of magnetic material, band thickness and excitation regime are taken into account in the calculations. The first calculation technique is based on numerical simulation of differential equations. The second one on the obtained solution of approximated analytical expressions. The comparison of both calculation techniques with experimental results is given. Expression for determination of boundary thickness of magnetic circuit band is presented.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика