ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ им. Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 152(212)

1974

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ж 16140 д

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 152(212)

Под редакцией к. т. н. Е. Н. ЧЕЧУРИНОЙ

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии имени Д. И. Менделеева

ЛЕНИНГРАД
1974

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбацевич, А. Н. Гордов, Н. Ф. Долинский, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, Е. Д. Колтик, И. П. Кремлевский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, Б. Н. Олейник, Л. К. Пеккер, Т. Б. Рождественская, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин.

Ответственный редактор
доктор технических наук, профессор
В. О. Арутюнов

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР
Выпуск 152(212)

Редактор *Н. Н. Александрова*
Техн. редактор *З. Г. Вагер*

Сдано в набор 4/VII 1973 г. Подписано в печать 29/III 1974 г. М 35200
Бумага тип. № 3. Формат бумаги 60×90$^1/_{16}$ печ. л. 11,25
Уч.-изд. л. 13. Зак. 859. Цена 1 р. 09 к. Тираж 1500 экз.

Владимирская типография Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Гор. Владимир, ул. Победы, д. 18-б.

© Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева ВНИИМ, 1974 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сборник содержит работы в области магнитных измерений, выполненные в 1970—1972 гг.

Статьи сборника можно разделить на две группы. Одна из них посвящена разработкам методов и аппаратуры для измерения параметров постоянного и переменного магнитного поля. Во второй группе статей рассматриваются методы и измерительные средства, применяемые при определении магнитных характеристик материалов.

Сборник рассчитан на научных и инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и применением средств магнитных измерений, а также магнитных материалов.

Редактор

УДК 621.317.441.089.68

Ю. Н. КАЗАНЦЕВ, Е. Н. ЛЫСЕНКО, Г. К. ЯГОЛА
ВНИИФТРИ

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ МЕРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ОТ 0,1 ДО 5 Т

Появление измерителей магнитной индукции поля и расширение диапазонов измерений вызывает необходимость создания соответствующих поверочных средств. Образцовым прибором может служить широкодиапазонный ЯМР-измеритель [1], однако при поверке измерителей магнитной индукции сильных полей, наряду с ним, необходимо применять источник однородного и стабильного сильного магнитного поля. Этот источник в свою очередь может служить образцовой мерой магнитной индукции. В работе [2] дано описание сверхпроводящей меры, используемой для поверки измерителей магнитной индукции с гальваномагнитными преобразователями ограниченной точности в диапазоне 0,1—4 Т. С целью расширения диапазона и повышения точности воспроизведения магнитной индукции была разработана мера в виде сверхпроводящего соленоида с корректирующими обмотками для получения однородного поля.

Основными требованиями, которым должны удовлетворять меры магнитной индукции, являются однородность поля в рабочем объеме, стабильность заданного значения магнитной индукции, возможность определения с достаточной точностью магнитной индукции посредством образцового прибора или расчетным путем. Исходя из этого, а также из требований к размерам рабочего объема, определяемым величиной ЯМР преобразователей, был произведен расчет и разработана конструкция сверхпроводящего соленоида.

Для получения требуемых значений магнитной индукции расчет обмотки в однородном поле при заданном рабочем объеме производился на ЭВМ на основе классических уравнений [3]. При выборе дополнительных корректирующих обмоток и их расчете исходили из следующих соображений. В центральной зоне соленоида величину магнитной индукции можно представить в виде степенного ряда, который сходится внутри сферы, касательной к внутреннему слою витков соленоида. Если начало координат лежит в центральной плоскости симметрии соленоида, ряд будет содержать только четные члены. Осевую B_z и радиальную B_r составляющие магнитной индукции поля можно представить в виде

$$B_z = (\rho, \theta) = B_0\left[1 + E_2\left(\frac{\rho}{a_1}\right)^2 P_2(\cos\theta) + E_4\left(\frac{\rho}{a_1}\right)^4 P_4(\cos\theta) + \cdots\right];$$

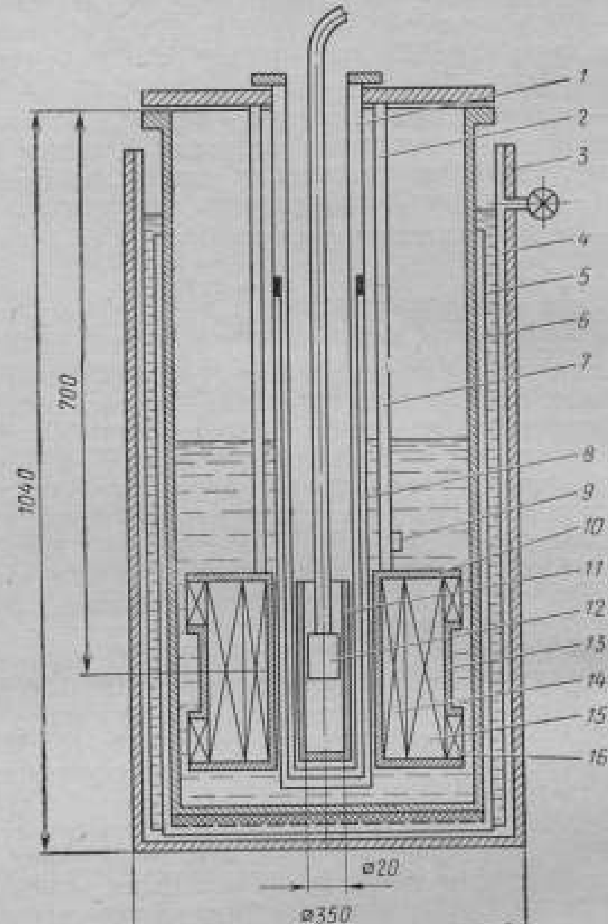
$$B_r(\rho, \theta) = B_0\left[1 + E_2\left(\frac{\rho}{a_1}\right)^2 P_2'(\cos\theta) + E_4\left(\frac{\rho}{a_1}\right)^4 P_4'(\cos\theta) + \cdots\right],$$

где ρ и θ — сферические координаты — радиус и полярный угол соответственно; B_0 — магнитная индукция в центре соленоида; a_1 — внутренний радиус обмотки соленоида; $P_{2,4}(\cos\theta)$ и $P'_{2,4}(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра и их производные; коэффициенты $E_{2,4}$ определяются по формуле

$$E_{2n} = \frac{1}{B_0}\cdot\frac{1}{(2n)!}\cdot\left.\frac{d^{2n}B_z(z, 0)}{dz^{2n}}\right|_{z=0}.$$

Коэффициенты E_{2n} зависят только от геометрических размеров соленоида. Если на края соленоида намотать дополнительные корректирующие обмотки, то при соответствующем выборе размеров соленоида и обмоток коэффициенты E_2 и E_4 обратятся в нуль. Магнитное поле соленоида будет однородным до членов шестого порядка, вклад которых в величину магнитной индукции весьма мал.

Схематическое изображение соленоида с гелиевым криостатом приведено на рисунке. Соленоид намотан на каркасе *10* из нержавеющей стали. Внутренняя секция *14* соленоида содержит 13920 витков провода марки ПЭТ-имид НТ-50, наружная секция *15* имеет 43186 витков из провода марки ПЭТВ-65 БТ. Корректирующие обмотки *16* содержат по 2587 витков провода ПЭТ-имид НТ-50. Всего на намотку соленоида потребовалось около 15 км сверхпроводящего провода. Для улучшения теплообмена внутренних слоев соленоида с жидким гелием и увеличения продолжительности переходных процессов при появлении в какой-либо части обмотки нормальной фазы через каждые пять слоев проложены внахлест прокладки из медной фольги толщиной 0,05 мм. Особое внимание было уделено механической жесткости обмотки, так как под действием пондеромоторных сил возможно смещение витков, приводящее к изменению параметров поля соленоида в зависимости от величины магнитной индукции. Намотка соленоида производилась с определенным натяжением, а неплотности обмотки заполнялись капроновой нитью. Кроме того, поверх наружной секции 15 был наложен бандаж 13 из нержавеющей стали. В бандаже и щеках соленоида просверлены отверстия для доступа жидкого гелия. К одной из щек соленоида крепится контактная плата из текстолита. Она удалена от соленоида с целью уменьшения влияния магнитного поля рассеивания на сверхпроводящие контакты, чувствительные к полю. Контакты состоят из медных блоков, к которым прижимаются болтами шайбы из сплава Nb—Ti. Токоподводы подпаиваются к контактным вводам, впаянным в медные блоки. Стабильность магнитного поля достигалась путем его



Сверхпроводящая мера магнитной индукции

«замораживания». Для этого обмотка соленоида замыкается сверхпроводящим шунтом в виде катушки, намотанной из очищенного от лака и меди отрезка сверхпроводящего провода и манганинового провода, служащего для подогрева шунта при вводе тока в соленоид.

Соленоид помещен в гелиевый криостат, снабженный обратным криостатом для создания в рабочем объеме соленоида температуры, близкой к комнатной. Корпус криостата *3*, сосуд для жидкого гелия *6* и труба *4*, выполненные из нержавеющей стали, а также медный стакан *5* образуют две вакуумные полости, между которыми заливается жидкий азот. Таким образом, через теплоизолирующие вакуумные полости осуществляется ступенчатый переход от комнатной температуры к азотной и от азотной к гелиевой. Соленоид подвешен к крышке криостата на трех тонкостенных трубках *2* из нержавеющей стали. Допустимый нижний уровень жидкого гелия, который лежит несколько выше верхней щеки соленоида, определяется германиевым термометром сопротивления *9*.

Обратный криостат представляет собой сосуд из трех концентрических стаканов, между которыми обеспечивается глубокий вакуум. Внутренний *1* и наружный *7* стаканы сделаны из нержавеющей стали, промежуточный стакан *8* — из меди. Стакан *8* припаян к наружному стакану *7* выше уровня жидкого гелия, приобретая температуру паров гелия, он является хорошим тепловым экраном. Измерительный преобразователь *12* поверяемого прибора помещается в термостат *11*, обеспечивающий в рабочем объеме соленоида необходимые температурные условия. Потребление жидкого гелия криостатом для охлаждения соленоида от азотной до гелиевой температуры и при продолжительности эксперимента 8 ч составляет около 40 л. Блок питания соленоида выполнен по схеме двухкаскадного стабилизатора тока. Он имеет следующие выходные параметры: пределы регулирования тока при максимальном сопротивлении нагрузки 0,1 Ом — 0,1÷25 А; нестабильность тока не хуже 0,5%; пульсация выходного напряжения не выше 30 мВ.

Исследование сверхпроводящего соленоида проводилось с целью получения оптимальных режимов работы соленоида, определения постоянной соленоида $K=B_0/I$ и изучения распределения магнитной индукции в рабочем объеме для оценки воспроизводимости и стабильности магнитной индукции при различных условиях установления тока в обмотке и т. д.

На основании полученных экспериментальных данных можно определить следующие характеристики соленоида как меры магнитной индукции:

1) время нарастания магнитной индукции до заданного значения (с возможным последующим изменением в пределах 0,01%) после установления намагничивающего тока — 30 мин;

2) постоянная соленоида $K=0{,}3418\pm0{,}0003$ Т/А во всем диапазоне воспроизводимых значений магнитной индукции; пользоваться этим значением постоянной можно лишь при плавном и однозначном увеличении тока питания соленоида, так как при перемене направления тока или его уменьшении будет проявляться присущий сверхпроводящим магнитным системам гистерезис магнитного поля;

3) допустимая сила тока питания 14,5 А;

4) неоднородность поля в центральной области на расстоянии ± 3 см от центра не превышает $1 \cdot 10^{-4}$ 1/см;

5) нестабильность магнитной индукции «замороженного» поля не превышает $1 \cdot 10^{-3}$% за 30 мин.

Созданная мера магнитной индукции предназначена для поверки измерителей магнитной индукции от 0,1 до 5 Т и исследования в нормальных температурных условиях (~ 293 К) магнитоизмерительных преобразователей повышенной точности. При работе с ней используется измерительная установка, описание которой дано в [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Агбалян Ю. Г., Ягола Г. К. Ядерный измеритель магнитной индукции поля в диапазоне 0,050—10 Т. «Измерительная техника», 1970, № 12.

2. Ягола Г. К., Казанцев Ю. И., Лысенко Е. Н. Аппаратура для поверки измерителей магнитной индукции в диапазоне 0,1—4 Т при температурах 4,2—293 К. «Измерительная техника», 1972, № 10.

3. Монтгомери Д. Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. «Мир», 1971.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.317.441-434.001.24

В. Н. ХОРЕВ
ВНИИМ

К РАСЧЕТУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КРУГЛЫХ КАТУШЕК С ТОКОМ

При разработке мер магнитных величин (индукции, потока и момента) в виде круглых катушек магнитную индукцию рассчитывают методом разложения в ряд по сферическим функциям [1—4]. Рассмотрим этот метод применительно к катушкам с прямоугольным сечением обмотки. Формулы, выведенные для вычисления коэффициентов ряда и координатных функций, в отличие от имеющихся в литературе имеют более простой и общий вид. Это не только упрощает расчет магнитного поля и взаимоиндукции, но и облегчает конструирование новых систем с заданными свойствами, например, мер магнитной индукции с однородным или линейным полем, астатических мер индукции и магнитного потока, дипольных источников, измерительных катушек и т. д.

Магнитный потенциал системы токов с осевой симметрией

Несмотря на то, что физической характеристикой магнитного поля является вектор магнитной индукции B, при теоретических расчетах часто удобнее пользоваться другой вличиной — скалярным магнитным потенциалом U, переходя при необходимости к индукции с помощью соотношения $B = -\mu_0 \mathrm{grad}\, U$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная. При этом следует учитывать, что в общем случае скалярный потенциал может быть определен однозначно только для полей, создаваемых замкнутыми токами или системами магнитных диполей, причем только в односвязной области пространства вне источника поля. Например, при расчете магнитного поля отрезка провода с током (незамкнутого) скалярный потенциал не существует, как и внутри проводников с током и намагниченных тел. Кроме того, даже вне источника поля он задается на всем пространстве как многозначная функция, но это не препятствует расчетам, так как величину grad U можно определить однозначно.

Пусть магнитное поле создается системой кольцевых токов с общей осью Oz, причем токи отсутствуют как внутри некоторой сферы радиуса R' с центром в начале координат O, так и вне некоторой сферы радиуса R'' также с центром в точке O. Тогда, как известно [1—3], магнитный потенциал в произвольной точке M можно представить соответственно для внутренней и внешней областей выражениями

$$U_{\text{внутр}} = -\frac{Iw}{2}\sum_{n=0}^{\infty} Q_n \frac{r^n}{R^n} P_n(\cos\vartheta),\ r < R' \tag{1}$$

и

$$U_{\text{внешн}} = -\frac{Iw}{2}\sum_{n=0}^{\infty} S_n \frac{R^{n+2}}{r^{n+2}} P_{n+1}(\cos\vartheta),\ r > R'', \tag{2}$$

где r и ϑ — полярные координаты точки M в полуплоскости вращения (r — расстояние от начала координат, ϑ — угол между вектором r и осью Oz), P_n — полиномы Лежандра степени n; Iw — суммарный ток, протекающий через сечение системы проводников полуплоскостью вращения (ампер-витки); Q_n и S_n — коэффициенты, зависящие от геометрии этого сечения и распределения плотности тока в нем; R — средний радиус катушки.

Магнитный потенциал любой круглой катушки с током может быть представлен в виде (1) и (2). Это вытекает из условий осевой симметрии и того, что скалярный потенциал — гармоническая функция. Координатные функции $u_n = r^n P_n(\cos\vartheta)$ являются однородными гармоничными многочленами относительно цилиндрических координат (z, ρ); $\rho^2 = x^2 + y^2$, где декартовы оси Ox и Oy перпендикулярны Oz.

Выпишем первые функции u_n:

$$u_0 = 1;\ u_1 = z;\ u_2 = \frac{1}{2}(2z^2 - \rho^2);\ u_3 = \frac{1}{2} z (2z^2 - 3\rho^2);$$

$$u_4 = \frac{1}{8}(8z^4 - 24 z^2\rho^2 + 3\rho^4);\ u_5 = \frac{1}{8} z (8z^4 - 40 z^2\rho^2 + 15\rho^4);$$

$$u_6 = \frac{1}{16}(16 z^6 - 120 z^4\rho^2 + 90 z^2\rho^4 - 5\rho^6).$$

Соотношения для вычисления u_n можно вывести из свойств полиномов Лежандра [5]

$$u_n(z,\rho) = \left(2 - \frac{1}{n}\right) z u_{n-1}(z,\rho) - \left(1 - \frac{1}{n}\right) r^2 u_{n-2}(z,\rho),$$
$$n = 2, 3, \ldots;\ r^2 = z^2 + \rho^2. \tag{3}$$

При дифференцировании u_n (например, при переходе от потенциала к индукции) удобно пользоваться формулами

$$\frac{\partial u_n}{\partial z} = n u_{n-1}(z, \rho); \tag{4}$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial \rho} = \frac{n(n-1)}{2n-1} \cdot \frac{u_n - r^2 u_{n-2}}{\rho} = -\rho r^{n-2} P'_{n-1}(\cos\vartheta) = -\rho v_{n-2}(z, \rho),$$

где $v_n(z, \rho) = r^n P'_{n+1}(\cos\vartheta)$, причем координатные функции v_n могут быть вычислены из уравнения

$$v_n(z, \rho) = \left(2 + \frac{1}{n}\right) z v_{n-1}(z, \rho) - \left(1 + \frac{1}{n}\right) r^2 v_{n-2}(z, \rho) \tag{5}$$

и являются однородными многочленами от z и ρ

$$v_0 = 1;\ v_1 = 3z;\ v_2 = \frac{3}{2}(4z^2 - \rho^2);\ v_3 = \frac{5}{2} z^2 (4z^2 - 3\rho^2);$$

$$v_4 = \frac{15}{8}(8z^4 - 12 z^2 \rho + \rho^4) \text{ и т. д.}$$

Определение координатных функций $w_n(z, \rho) = \frac{P_n(\cos\vartheta)}{r^{n+1}}$, входящих в (2), и их производных можно свести к вычислению u_n и v_n:

$$w_n(z, \rho) = \frac{u_n(z, \rho)}{r^{2n+1}} = \frac{(-1)^n}{n!} \cdot \frac{\partial^n}{\partial z^n}\left(\frac{1}{r}\right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial w_n}{\partial z} = (n+1) w_{n+1}(z, \rho);\ \frac{\partial w_n}{\partial \rho} = -\frac{\rho}{r^{2n+3}} v_n(z, \rho).$$

Пользуясь введенными обозначениями, запишем выражения для составляющих магнитной индукции любой круглой катушки с током:

для внутренней зоны ($r < R'$)

$$B_z = \mu_0 \frac{Iw}{2R} \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) Q_{n+1} \frac{u_n(z, \rho)}{R^n};$$

$$B_\rho = -\mu_0 \frac{Iw\rho}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} Q_{n+2} \frac{v_n(z, \rho)}{R^n}; \tag{7}$$

для внешней зоны ($r > R''$)

$$B_z = \mu_0 \frac{Iw}{2} \cdot \frac{R^2}{r^3} \sum_{n=0}^{\infty} (n+2) S_n \left(\frac{R}{r}\right)^n \cdot \frac{u_{n+2}}{r^{n+2}};$$

$$B_\rho = -\mu_0 \frac{Iw}{2} \cdot \frac{\rho R^2}{r^4} \sum_{n=0}^{\infty} S_n \frac{R^n}{r^n} \cdot \frac{v_{n+1}}{r^{n+1}}. \tag{8}$$

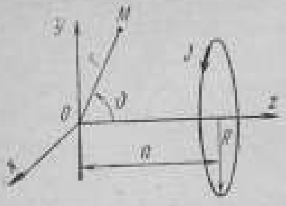


Рис. 1. Круговой контур с током

Магнитный потенциал кругового контура с током

Для расчета магнитного поля круглой обмотки рассмотрим поле одного кругового витка с током I. Пусть ось $0z$ совпадает с осью витка, радиус которого R, а расстояние от начала координат до центра витка равно a (рис. 1).

В этом случае коэффициенты Q_n и S_n зависят только от $\alpha = \frac{a}{R}$; $R' = R'' = \sqrt{R^2 + a^2}$. Введем обозначения для кругового витка: $Q_n = A_n(\alpha)$; $S_n = C_n(\alpha)$. Тогда, как известно [1, 2],

$$A_n(\alpha) = \frac{P_{n-1}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}\right) - \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} P_n\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}}\right)}{\sqrt{1+\alpha^2}^{\,n}} = \frac{P_n'\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}\right)}{n\sqrt{1+\alpha^2}^{\,n+2}}. \quad (9)$$

Перные коэффициенты $A_n(\alpha)$ таковы:

$$A_0(\alpha) = -\alpha(1+\alpha^2)^{-\frac{1}{2}}; \quad A_1(\alpha) = (1+\alpha^2)^{-\frac{3}{2}};$$

$$A_2(\alpha) = \frac{3}{2}\alpha(1+\alpha^2)^{-\frac{5}{2}}; \; A_3(\alpha) = \frac{1}{2}(4\alpha^2 - 1)(1+\alpha^2)^{-\frac{7}{2}};$$

$$A_4(\alpha) = \frac{5}{8}\alpha(4\alpha^2 - 3)(1+\alpha^2)^{-\frac{9}{2}}; \; A_5(\alpha) = \frac{3}{8}(8\alpha^4 - 12\alpha^2 + 1) \times$$

$$\times (1+\alpha^2)^{-\frac{11}{2}}; \; A_6(\alpha) = \frac{7}{16}\alpha(8\alpha^4 - 20\alpha^2 + 5)(1+\alpha^2)^{-\frac{13}{2}};$$

$$A_7(\alpha) = \frac{1}{16}(64\alpha^6 - 240\alpha^4 + 120\alpha^2 - 5)(1+\alpha^2)^{-\frac{15}{2}}.$$

Используя известные соотношения между полиномами Лежандра [5], выведем формулы для коэффициентов $A_n(\alpha)$ и их производных, особенно удобные при использовании ЭВМ

$$A_{n+2}(\alpha) = \left(2 - \frac{1}{n+2}\right)\frac{\alpha}{1+\alpha^2}A_{n+1}(\alpha) - \left(1 - \frac{1}{n+1}\right)\frac{1}{1+\alpha^2}A_n(\alpha), \quad (10)$$

$$\frac{\partial A_n(\alpha)}{\partial \alpha} = -(n+1)A_{n+1}(\alpha). \quad (11)$$

Соотношения (10) и (11) позволяют вычислить коэффициенты ряда для сложных систем из колец с током, интегрировать их при переходе от точечного сечения кольца к прямоугольному, оценить и корректировать влияние ошибок изготовления и т. д. Аналогичные формулы легко выводятся и для внешней зоны. Коэффициенты $C_n(\alpha)$ являются многочленами степени n

$$C_n(\alpha)=\frac{n+1}{n+2}A_{n+1}(\alpha)(1+\alpha^2)^{\frac{2n+3}{2}}, \tag{12}$$

которые связаны между собой соотношениями

$$C_{n+2}(\alpha)=\frac{n+3}{n+4}\left[\frac{2n+5}{n+2}\alpha C_{n+1}(\alpha)-(1+\alpha^2)C_n(\alpha)\right] \tag{13}$$

и дифференцируются по формуле

$$\frac{\partial C_n(\alpha)}{\partial\alpha}=(n+1)C_{n-1}(\alpha). \tag{14}$$

Магнитный потенциал обмотки с прямоугольным сечением

В практических случаях обмотка всегда имеет конечные размеры сечения. Рассмотрим наиболее часто применяющиеся обмотки с прямоугольным сечением $2l\times 2d$ (рис. 2). При этом, очевидно, будет

$$Q_n(\alpha,\lambda,\delta)=\frac{1}{4\lambda\delta}\int\limits_{-\lambda}^{\lambda}\int\limits_{-\delta}^{\delta}\frac{A_n\left(\frac{\alpha+\xi}{1+\eta}\right)}{(1+\eta)^n}d\eta\,d\xi,$$

$$S_n(\alpha,\lambda,\delta)=$$

$$=\frac{1}{4\lambda\delta}\int\limits_{-\lambda}^{\lambda}\int\limits_{-\delta}^{\delta}C_n\left(\frac{\alpha+\xi}{1+\eta}\right)(1+\eta)^{n+2}d\eta\,d\xi,$$

где $\delta=d/R$.

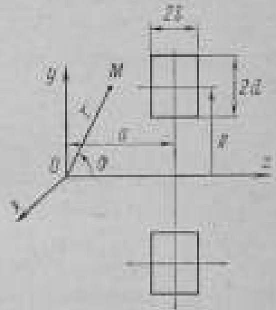


Рис. 2. Обмотка прямоугольного сечения

В случае тонкой обмотки ($\delta=0$) интегрирование просто. Так, для внутренней зоны, которая определяется $r<R'$, где R' — радиус вписанной в кольцо сферы с центром в точке O, на основании (11) получим

$$Q_n(\alpha,\lambda,0)=\frac{1}{2\lambda}\int\limits_{-\lambda}^{\lambda}A_n(\alpha+\xi)\,d\xi=\frac{A_{n-1}(\alpha+\lambda)-A_{n-1}(\alpha-\lambda)}{-n2\lambda}, \tag{15}$$

Полное интегрирование при $\delta\neq 0$ дает

$$Q_n(\alpha,\lambda,\delta)=\frac{Q_{n-1}(\alpha-\lambda,0,\delta)-Q_{n-1}(\alpha+\lambda,0,\delta)}{2\lambda n} \tag{16}$$

и сводится к интегрированию по радиусу, т. е. к вычислению функций вида $Q_m(\beta,0,\delta)$, характерных для плоской обмотки в форме шайбы ($\lambda=0$). Оно приводит к функциям $A_{m-1}\left(\frac{\beta}{1\pm\delta}\right)$, $Q_{m-1}(\beta, 0, \delta)$

$$Q_m(\beta, 0, \delta) = \frac{1}{2\delta}\int_{-\delta}^{\delta}\frac{A_m\left(\frac{\beta}{1+\eta}\right)}{(1+\eta)^m}\,d\eta = \frac{1}{n\beta}\left\{(m-2)\,Q_{m-1}(\beta, 0, \delta) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\delta}\left[\frac{A_{m-1}\left(\frac{\beta}{1+\delta}\right)}{(1+\delta)^{m-2}} - \frac{A_{m-1}\left(\frac{\beta}{1-\delta}\right)}{(1-\delta)^{m-2}}\right]\right\}. \qquad (17)$$

Формулы (15) — (17) с использованием (11) позволяют вычислить все коэффициенты ряда (1), начиная с $A_0=-\alpha(1+\alpha^2)^{-\frac{1}{2}}$, $A_1(\alpha)=(1+\alpha^2)^{-\frac{3}{2}}$ и

$$Q_0(\beta, 0, \delta) = \beta \ln\frac{(1-\delta)+\sqrt{\beta^2+(1-\delta)^2}}{(1+\delta)+\sqrt{\beta^2+(1+\delta)^2}}. \qquad (18)$$

При небольших значениях l, d, приращениях радиуса ΔR и расстояния кольца от начала координат Δa коэффициенты можно представить в виде ряда по степеням малых величин $\frac{\Delta R}{R}$, $\frac{\Delta a}{a}$, λ и δ:

$$Q_n\left(\frac{\Delta R}{R}, \alpha + \frac{\Delta a}{R}, \lambda, \delta\right) = A_n(\alpha) + \left[(n+1)\,\alpha A_{n+1}(\alpha) - nA_n(\alpha)\right]\frac{\Delta R}{R} -$$

$$- (n+1)\,A_{n+1}(\alpha)\frac{\Delta a}{R} + \frac{(n+1)(n+2)}{2\cdot 3}A_{n+2}(\alpha)\,\lambda^2 +$$

$$+ \frac{n+1}{2\cdot 3}\left[(n+2)\,\alpha^2 A_{n+2}(\alpha) - 2\,(n+1)\,\alpha A_{n+1} + nA_n(\alpha)\right]\delta^2 +$$

$$+ \frac{(n+1)(n+2)(n+3)(n+4)}{2\cdot 3\cdot 4\cdot 5}A_{n+4}(\alpha)\,\lambda^4,$$

который дает возможность скорректировать изменение магнитной индукции, вызванное переходом от точечного сечения к прямоугольному или ошибками изготовления, при помощи небольшого изменения величин R или a. Для коэффициентов S_n внешней зоны ($r>R''$, R'' — радиус описанной сферы с центром в O) также выводятся формулы последовательного вычисления, аналогичные (15), (16) и (17)

$$S_n(\alpha, \lambda, 0) = \frac{C_{n+1}(\alpha+\lambda) - C_{n+1}(\alpha-\lambda)}{(n+2)\,2\lambda}; \qquad (19)$$

$$S_n(\alpha, \lambda, \delta) = \frac{S_{n+1}(\alpha+\lambda, 0, \delta) - S_{n+1}(\alpha-\lambda, 0, \delta)}{(n+2)\,2\lambda}; \qquad (20)$$

$$S_m(\beta, 0, \delta) = \beta \frac{m+1}{m+3} S_{m-1}(\beta, 0, \delta) + \frac{1}{2\delta(m+3)} \left[(1+\delta)^{m+1} 3C_m \left(\frac{\beta}{1+\delta}\right) - \right.$$
$$\left. - (1-\delta)^{m+3} C_m \left(\frac{\beta}{1-\delta}\right) \right]. \qquad (21)$$

Формулы (19) — (21) предназначены для расчета индукции вне катушек и разработки мер магнитного момента.

Полученные соотношения были использованы для создания специальных мер магнитной индукции: систем из колец с током, четырехсекционного однослойного соленоида с однородным полем, многослойных мер с однородным и линейным полем и др. Они позволяют определить взаимную индукцию двух круглых обмоток. Для этого можно использовать известную связь между индукцией B (создаваемой круглой обмоткой в точках соосной с ней окружности-витка радиуса ρ_0) и взаимной индукцией m обмотки и витка

$$\frac{\partial m}{\partial \rho} = 2\pi\rho_0 \frac{B_z}{I}; \quad \frac{\partial m}{\partial z} = -2\pi\rho_0 \frac{B_\rho}{I}.$$

Например, если виток находится во внутренней зоне, где можно пользоваться рядом (7), то интегрируя его по z с использованием соотношения $\int v_n\, dz = \frac{v_{n+1}}{n+2}$, получим выражение для взаимной индукции круглой катушки с прямоугольным сечением и соосного тонкого витка.

Несмотря на большое количество разработанных типов круглых катушек [3, 4], возможности их еще далеко не исчерпаны. Полученные соотношения могут быть использованы для расчета специальных катушек, у которых поперечное сечение обмотки является комбинацией прямоугольников и которые будут наиболее полно удовлетворять требованиям практики. Чаще всего это катушки с однородным полем, в том числе катушки, почти не создающие поля во внешней области (астатические), которые могут быть заключены в магнитные экраны без искажения поля или использованы в качестве вторичной обмотки астатической меры магнитного потока. Это могут быть также катушки с линейным полем (меры градиента магнитной индукции) или катушки, внешнее поле которых совпадает с полем сосредоточенного магнитного диполя (меры магнитного момента). Возможны и другие типы катушек со специальной конфигурацией поля, которые с успехом могут использоваться, например, для системы типа ампер-весов и других целей.

Уравнения и системы уравнений, которые приходится решать при разработке названных устройств, достаточно сложны. Приведенные соотношения упрощают расчет, удобны при использовании ЭВМ (особенно для многослойных катушек, позволяют линеаризовать системы нелинейных уравнений, находить погрешности и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maxwell J. C. A treatise on electricity and magnetism. Oxford 1873, N. Y. 1954.
2. Mc. Keehan L. W. Combinations of circular currents for producing uniform magnetic fields. R. Scient. Inst. 1936, № 3.
3. Garrett M. Thick cylindrical coil systems for strong magnetic fields and field of gradient homogenetics of the 6 to 20th order. J. Appl. Phis., 1967, № 6.
4. Штамбергер Г. А. Устройства для создания слабых постоянных магнитных полей, «Наука», 1972.
5. Уиттекер Е. Г., Ватсон Г. Н. Курс современного анализа, Гостехиздат, 1933—34 г.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.318.371.013.24:539.143.43

В. В. ГРИГОРЬЕВ-ГОЛУБЕВ, Ю. С. ДОВГАЛЮК, Т. А. РАВИЧ
ВНИИМ

К РАСЧЕТУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СИСТЕМЫ ДИПОЛЬНЫХ КАТУШЕК

В практике магнитометрических измерений для создания однородного магнитного поля применяются кольца Гельмгольца. От размеров колец [1, 2] существенно зависит протяженность магнитного поля. Значительные технологические трудности возникают в тех случаях, когда необходимы кольца больших размеров, так как уже при работе с трехкомпонентными кольцами затрудняется доступ к рабочему объему. В известной мере от указанных недостатков можно избавиться, используя для создания поля системы дипольных катушек, подобные системам из постоянных магнитов [3, 4].

Рассмотрим принципы построения и примеры расчета таких систем. Пусть имеется система из N произвольно расположенных дипольных катушек. Известно, что составляющие индукции магнитного поля отдельной дипольной катушки с координатами ее центра (x_k, y_k, z_k) и осью, параллельной оси $0x$ [2] (рис. 1), равны

$$B_{x_k} = \frac{\mu_0 M_k}{4\pi r^5}\left[2(x-x_k)^2-(y-y_k)^2-(z-z_k)^2\right];$$

$$B_{y_k} = \frac{\mu_0 M_k}{4\pi r^5}(x-x_k)(y-y_k); \qquad (1)$$

$$B_{z_k} = \frac{\mu_0 M_k}{4\pi r^5}(x-x_k)(z-z_k),$$

где M_k — магнитный момент катушки; μ_0 — магнитная проницаемость воздушной среды; x, y, z — текущие координаты; r — расстояние от центра катушки до точки с координатами z_k, y_k, x_k.

Поле, создаваемое системой таких катушек, в общем случае определяется выражениями

$$B_x = \sum_{k=1}^{N} B_{x_k};$$

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

$$B_y = \sum_{k=1}^{N} B_{y_k}; \tag{2}$$

$$B_z = \sum_{k=1}^{N} B_{z_k}.$$

Разложим x-составляющую индукции магнитного поля системы катушек в ряд Маклорена в окрестности начала координат. В символической форме ряд будет выглядеть следующим образом:

$$B_x(x, y, z) = B_x(0, 0, 0) + \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{i!} \left(\frac{\partial}{\partial x} x + \frac{\partial}{\partial y} y + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial z} z \right)^i f(0, 0, 0) + R_n, \tag{3}$$

где R^n — остаточный член ряда; $B_x(0, 0, 0)$ — составляющая индукции магнитного поля в точке $(0, 0, 0)$. Выражение под знаком суммы дает отклонение величины индукции от ее постоянного значения и характеризует тем самым степень неоднородности магнитного поля в окрестности начала координат. Аналогичным разложением могут быть записаны y- и z-составляющие

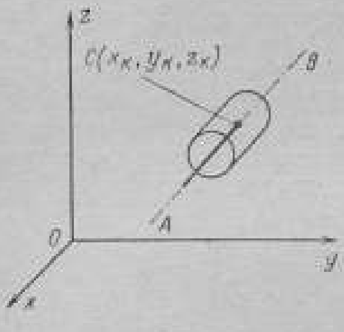


Рис. 1. Расположение дипольной катушки в пространстве с центром тяжести в точке с.

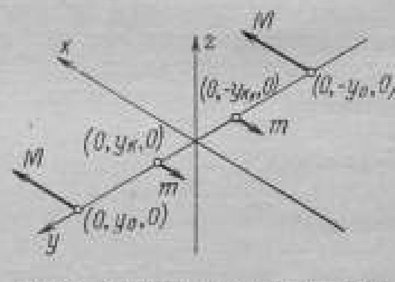


Рис. 2. Система параллельных дипольных катушек

индукции. Как видно из (3), для получения в окрестности начала координат поля высокой степени однородности, необходимо, чтобы под знаком суммы как можно больше членов обращалось в нуль. Этого можно добиться соответствующим подбором систем ориентированных катушек.

Рассмотрим систему четырех параллельных катушек, центры тяжести которых расположены на оси Oy, а магнитные моменты параллельны оси Ox (рис. 2). Две основные катушки с одинаковыми магнитными моментами $M_1=M_2=M$ и координатами центра тяжести $(0, y_0, 0)$, $(0, -y_0, 0)$ служат для создания магнитного поля в окрестности начала координат. Две корректирующие катушки с магнитными моментами $m_3=m_4=m$ и координатами центров $(0, y_1, 0)$, $(0, -y_1, 0)$ предназначены для повышения однородности этого поля. Используя формулы (1) — (3) и полагая, что y_1-координата корректирующего соленоида равна

$$|y_1| = |y_0| \sqrt[5]{\frac{m}{M}}, \tag{4}$$

для x-составляющей магнитной индукции поля с точностью до членов четвертого порядка получим

$$B_x = B_x(0,0,0) + \frac{75}{16}Ax^4 + \frac{15}{2}Ay^4 + \frac{15}{16}Az^4 - \frac{135}{4}Ax^2y^2 + \frac{45}{2}Ax^2z^2 - \frac{15}{8}Ay^2z^2, \tag{5}$$

где $A = \dfrac{\mu_0 M\left(1-\sqrt[5]{p^2}\right)}{\pi y_0^7 \sqrt[5]{p^2}}$; $p = \dfrac{m}{M}$,

$$B_x(0,0,0) = \frac{\mu_0 M\left(1-\sqrt[5]{p^2}\right)}{2\pi y_0^3}.$$

Отсюда относительная неоднородность поля

$$\delta_x = \frac{K_x}{y_0^4\sqrt[5]{p^2}}, \tag{6}$$

где $k_x = \left|\frac{75}{8}x^4 + 15y^4 + \frac{15}{8}z^4 - \frac{135}{2}x^2y^2 + 45x^2z^2 - \frac{15}{4}y^2z^2\right|$.

Будем называть коэффициент K_x пространственным коэффициентом неоднородности. Для каждой конкретной реализации системы четырех дипольных катушек параметры y_0 и p заданы и постоянны, поэтому изменение неоднородности поля от точки к точке в фиксированном объеме определяется изменением коэффициента пространственной неоднородности. Обозначим его максимальное значение $K_{x\max}$. Соответствующая ему относительная неоднородность поля будет равна

$$\delta_{x\max} = \frac{K_{x\max}}{y_0^4\sqrt[5]{p^2}}. \tag{7}$$

Полученная зависимость позволяет вычислить все параметры системы катушек, приняв в качестве независимой переменной величину y_0.

Действительно, пусть в указанном объеме нужно создать поле с индукцией B_x (0, 0, 0) и неоднородностью δ_x. Тогда, используя условие $\delta_x \leqslant \delta_{x\max}$, из формул (5) и (6) найдем

$$M = \frac{2\pi B_x(0, 0, 0)\cdot y_0^3}{1 - \dfrac{K_{x\max}}{\delta_{x\max}\, y_0^4}}; \tag{8}$$

$$m = \frac{(K_{x\max})^{\frac{5}{2}} M}{(\delta_{x\max})^{\frac{5}{2}}\, y_0^{10}};$$

$$|y_1| = \frac{1}{(y_0)} \sqrt{\frac{K_{x\max}}{\delta_{x\max}}}.$$

Так как $p < 1$, то $\dfrac{K_{x\max}}{\delta_{x\max}\, y_0} < 1$. Отсюда

$$y_0 > \sqrt[4]{\frac{K_{x\max}}{\delta_{x\max}}} > 0. \tag{9}$$

Наиболее оптимальной в энергетическом отношении является система дипольных катушек, потребляющая для создания поля заданной индукции минимальный ток. Это означает, что арифметическая сумма магнитных моментов катушек системы должна быть минимальна. Условие минимальности позволяет найти величину y_0, принятую выше за независимый параметр

$$y_{0\,\min} = \sqrt[4]{\frac{7K_{x\max}}{3\delta_{x\max}}}. \tag{10}$$

Подчеркнем еще раз, что формула (5) описывает магнитное поле в окрестности начала координат с точностью до членов четвертого порядка. В общем случае необходимо использовать полное выражение для каждой из составляющих поля. Для x-составляющей в рассматриваемом случае индукция поля равна

$$B_x = \frac{\mu_0 M}{4\pi}\left[\frac{2x^2-(y-y_0)^2-z^2}{[x^2+(y-y_0)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}} + \frac{2x^2-(y+y_0)^2-z^2}{[x^2+(y+y_0^2)+z^2]^{\frac{5}{2}}} - \right.$$
$$\left. - p\,\frac{2x^2-(y-y_1)^2-z^2}{[x^2+(y-y_1)^2+z]^{\frac{5}{2}}} - p\,\frac{2x^2-(y-y_1)^2-z^2}{[x^2+(y+y_1)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}}\right]. \tag{11}$$

Соответствующая относительная неоднородность

$$\delta_x = \frac{y_0}{\sqrt[5]{p^2}-1}\left[\frac{2x^2-(y-y_0)^2-z^2}{[x^2+(y-y_0)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}}+\frac{2x^2-(y+y_0)^2-z^2}{[x^2+(y+y_0)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}}-p\,\frac{2x^2-(y-y_1)^2-z^2}{[x^2+(y-y_1)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}}-p\,\frac{2x^2-(y+y_1)^2-z^2}{[x^2+(y+y_1)^2+z^2]^{\frac{5}{2}}}\right]-1. \qquad (12)$$

Комбинируя описанные выше системы, легко построить систему дипольных катушек, создающую магнитное поле, однородное по всем трем составляющим. Решение этой задачи не единственное, поэтому в качестве примера приведем описание лишь одного варианта такой системы. Эквивалентная схема магнитных моментов приведена на рис. 3. Для создания x-составляющей поля используется система из четырех соосных катушек. Собственные оси катушек совпадают с осью $0x$. Входящие в систему соленоиды имеют магнитные моменты M^x и m^x соответственно. Для создания y-составляющей поля применяется система из четырех параллельных дипольных катушек. Центры катушек лежат на оси $0x$, их оси параллельны оси $0y$. Соленоиды имеют моменты M^y и m^y соответственно. Такая же система применяется для создания z-составляющей поля. Центры катушек по-прежнему лежат на оси $0x$. Их оси параллельны оси $0z$. Моменты соленоидов M^z и m^z соответственно. Существенным преимуществом данной системы перед трехкомпонентными кольцами Гельмгольца является простота доступа к однородному участку поля. В некоторых случаях положительным является и то, что в отличие от колец она обладает значительной протяженностью лишь в одном направлении.

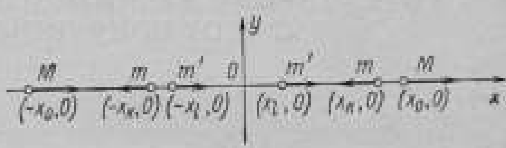


Рис. 3. Система дипольных катушек для создания трехкомпонентного однородного магнитного поля

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т., Студенцов Н. В., Чернышева Н. Г. Магнитные измерения. Изд-во стандартов, 1969.

2. Довгалюк Ю. С., Савенко В. Г. Об исследовании системы мер магнитных моментов для создания однородного магнитного поля. Труды метрологических институтов СССР, вып. 140 (200), Изд-во стандартов, 1972.

3. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Изд-во ЛГУ, 1963.

4. Sonderdrück. Anordnung von Stabmagneten zur Erzeugung homogener Feldbereiche. «Zeitschrift für geophysik», 26, H. 5, 1960.

Поступила в редакцию
14.12.1972 г.

УДК 621.318.371.013.2.001.24: 539.143.3

В. В. ГРИГОРЬЕВ-ГОЛУБЕВ, Ю. С. ДОВГАЛЮК
ВНИИМ

ОТКЛОНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАТУШКИ ОТ ПОЛЯ ДИПОЛЯ

Точность расчета магнитного поля, создаваемого системой дипольных катушек в предположении, что поле катушки в зоне наблюдения эквивалентно полю диполя, зависит от степени эквивалентности поля соленоида и поля диполя. В связи с этим были проведены оценки степени недипольности поля реальной катушки с током в зависимости от ее геометрических размеров и расстояния до зоны наблюдения. Задача решалась для аксиальной составляющей поля многослойного цилиндрического соленоида.

Согласно [1], x-составляющая напряженности магнитного поля, создаваемого однослойным цилиндрическим соленоидом длиной $2a$ и радиусом R равна

$$\dot{H}_x = \frac{I\omega}{2} \sum_{n=0,2,4} \frac{B_{n+1}(\alpha)}{\alpha} R^{n+2} W_{n+2}(x, y), \tag{1}$$

где

$$B_n(\alpha) = \frac{n+1}{n+a} \left[P_n\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}\right) - P_{n+\alpha}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}\right) \right] (1+\alpha^2)^{\frac{n+2}{2}};$$

$$W_{n+2}(x, y) = \frac{P_n\left(\frac{x}{r}\right)}{r^{n+1}}; \quad r = \sqrt{x^2 + y^2};$$

$P_n(z)$ — полином Лежандра n-й степени; ω — число витков обмотки; $\alpha = a/R$.

При выводе формулы (1) предполагалось, что ось соленоида совпадает с осью $0x$ и геометрический центр его расположен в начале координат. Ряд (1) сходится при $r^2 > a^2 + R^2$.

Пусть имеется многослойный соленоид с внутренним радиусом R_1 и внешним — R_2. Внешнее поле такого соленоида может быть получено интегрированием (1) по радиусу

$$H_x = \frac{I\omega}{2(R_2 - R_1)} \sum_{n=0,2,4}^{R_2} W_{n+2}(x, y) \int_{R_1}^{R_2} \frac{B_{n+1}(\alpha)}{\alpha} R^{n+2} dR. \qquad (2)$$

Используя известные соотношения для полиномов Лежандра (2), можно показать, что

$$|H_x| \leqslant \frac{I\omega}{a} q^{\frac{3}{2}} \sum_{k=0}^{\infty} q^k, \qquad (3)$$

где $q = \dfrac{R_2^2 + a^2}{r^2}$; $\qquad k = \dfrac{n}{2}$.

Ряд (3) сходится, если знаменатель этой прогрессии $q < 1$.

Первый член ряда (2) (обозначим его $H_д$) описывает, очевидно, магнитное поле диполя с моментом M, равным магнитному моменту многослойного соленоида

$$H_д = \frac{M}{4\pi} \cdot \frac{2x^2 - y^2}{r^5}, \qquad (4)$$

где $M = \dfrac{\pi}{3} I\omega (R_2^2 + R_2 R_1 + R_1^2)$.

Тогда ряд (2) можно записать так:

$$H_x = H_д (1 + \xi). \qquad (5)$$

Здесь

$$\xi = \frac{1}{H_д} \left[\frac{I\omega}{2(R_2 - R_1)} \sum_{n=2,4\ldots} W_{n+2}(x, y) \int_{R_1}^{R_2} \frac{B_{n+1}(\alpha)}{\alpha} R^{n+2} dR \right.$$

характеризует отклонение поля соленоида от поля диполя в данной точке пространства при заданных размерах соленоида. Принимая во внимание (3), можно оценить величину ξ по модулю сверху и показать, что

$$|\xi| \leqslant \sigma = \frac{12 (R_2^2 + a^2)^{\frac{5}{2}}}{a (R_2^2 + R_2 R_1 + R_1^2)(1 - q)[2x^2 - y^2]}. \qquad (6)$$

Определим далее, каковы должны быть соотношения между R_2, R_1, a, чтобы при фиксированном R_2 величина σ была минимальна. Выпишем второй член ряда (2) и обратим его в нуль

$$\frac{I\omega\left[35\left(\frac{x}{r}\right)^4-30\left(\frac{x}{r}\right)^2+3\right]}{16r^5}\left[\frac{2a^2}{3}\left(R_2^2+R_1R_2+R_1^2\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{3}{10}\left(R_2^4+R_2^3R_1+R_2^2R_1^2+R_2R_1^3+R_1^4\right)\right]=0,$$

тогда

$$a^2=\frac{9}{20}\cdot\frac{R_2^4+R_2^3R_1+R_2^2R_1^2+R_2R_1^3+R_1^4}{R_2^2+R_2R_1+R_1^2} \tag{7}$$

и

$$|\xi|\leqslant\sigma'=\frac{12\left(R_2^2+a^2\right)^{\frac{7}{2}}}{a\left(R_2^2+R_2R_1+R_1^2\right)(1-q)\,|2x^2+y^2|\,r^2}. \tag{8}$$

Формула (8) дает более точную оценку $|\xi|$, чем (6), так как отличается от нее множителем q, а $q<1$ в области сходимости ряда (2), тем самым $\sigma'<\sigma$. Обозначим через ω отношение радиусов соленоида $\omega=\frac{R_1}{R_2}$, тогда

$$\sigma'=\frac{cR_2^4}{\left(r^2-dR_2^2\right)|2x^2-y^2|}, \tag{9}$$

где $d=1{,}45+0{,}45\,\frac{\omega^3+\omega^4}{1+\omega+\omega^2}$;

$$c=\frac{4d^{\frac{7}{2}}}{\sqrt{(1+\omega+\omega^2+\omega^3+\omega^4)(1+\omega+\omega^2)}}.$$

Графики коэффициентов c и d приведены на рис. 1,2. Из рис. 1,2 видно, что при $r^2\geqslant 2{,}125\,R_2^2$ величина σ' принимает минимальное значение в фиксированной точке пространства, если $\omega=1$, т. е. когда $R_1=R_2$. Если же $1{,}75R_2^2<r^2<2{,}12R_2^2$, то параметр ω, при котором σ' минимально, лежит в пределах $0<\omega<1$. Однако при таких значениях r величина σ' столь велика, что минимизация ее лишена практического смысла, поэтому уточнять значение ω в этом случае не будем.

Отметим, что формулой (9) можно пользоваться в пределах сходимости ряда (2), а для этого расстояние до точки наблюдения должно удовлетворять неравенству $r^2>1{,}75R_2^2$.

Таким образом, для окончательного решения задачи, необходимо вычислить величину a при $\omega=1$.

$$a=\frac{\sqrt{3}}{2}\,R_2.$$

В заключение найдем геометрию зоны, в которой поле соленоида и диполя отличаются не более, чем на заданную величину σ_0 [будем по-прежнему считать, что параметр a удовлетворяет условию (7)]. Такая зона определяется неравенством $\sigma' \leqslant \sigma_0'$. Граница зоны задается уравнением

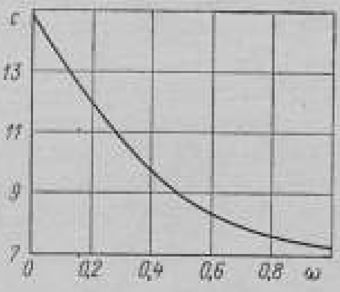


Рис. 1. График зависимости параметра c от $\omega = \frac{R_1}{R_2}$

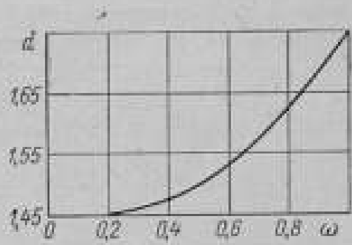


Рис. 2. График зависимости параметра d от $\omega = \frac{R_1}{R_2}$

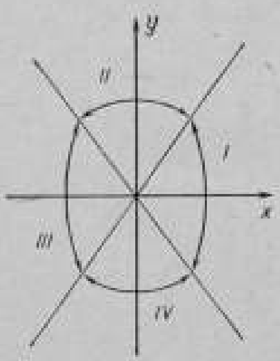


Рис. 3. Граница зоны сходимости диполя и соленоида.

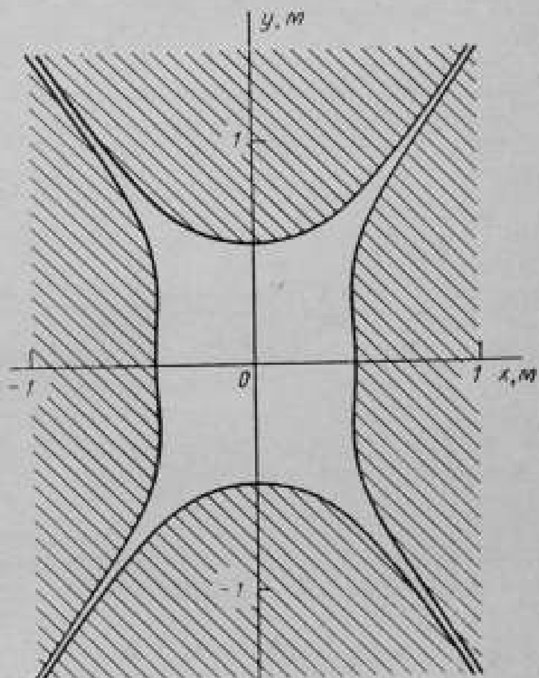


Рис. 4. Геометрия зоны, в которой поля соленоида и диполя отличаются не более чем на $\sigma_0' = 0{,}01$

$$(x^2+y^2-dR_2^2)\,|2x^2-y^2|-\frac{cR_2^4}{\sigma_0'}=0, \tag{10}$$

которое получается из (9) путем элементарных преобразований. Выражение в круглых скобках всегда больше нуля в области сходимости ряда (2), а выражение под знаком модуля может обращаться в нуль, что соответствует $\sigma_0'=\infty$. В этом случае решением (10) являются прямые $y=\sqrt{2}x$ и $y=-\sqrt{2}x$, делящие плоскость на четыре непересекающиеся области (рис. 3), которые и составляют зону. На рис. 4 приведена геометрия зоны, в которой поля соленоида и диполя отличаются на величину $\sigma_0'=0{,}01$, когда $R_2=0{,}1$ м; $\omega=1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Караваева В. А., Хорев В. Н. Влияние компенсационной катушки на точность сличения вторичных эталонов с первичным эталоном единицы магнитного потока. Труды метрологических институтов СССР, вып. 120(180), Изд-во стандартов, 1971.
2. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа, т. II, «Наука», 1963.

Поступила в редакцию
7.12.1972 гг.

УДК 539.143.43: 538.12.013.24

А. П. НАУМОВ
ВНИИМ

ПОВЕДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ СПИНОВ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Метод оптической ориентации атомов находит широкое применение в измерительной и лабораторной практике. Однако в работах, посвященных исследованию поведения оптически ориентированных атомов в быстро изменяющемся магнитном поле [1—5], вопрос измерения амплитуды внешней переменной магнитной индукции (ПМИ) не рассматривается.

Целью настоящей работы является анализ поведения системы спинов в поле переменной магнитной индукции при наличии постоянной составляющей (магнитное поле Земли) и теоретическое обоснование способа измерения амплитуды переменного магнитного поля [6]. Как известно, поведение оптически ориентированных спинов ($S=1/2$) в магнитной индукции B описывается уравнениями Блоха *.

$$\left.\begin{aligned} \dot{M}_x &= \gamma[\overline{M}\,\overline{B}]_x - \frac{M_x}{T}; \\ \dot{M}_y &= \gamma[\overline{M}\,\overline{B}]_y - \frac{M_y}{T}; \\ \dot{M}_z &= \gamma[\overline{M}\,\overline{B}]_z - \frac{M_z - M_0}{T}, \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

где M_x, M_y, M_z — мгновенные значения намагниченности, обусловленные внешним воздействием; M_0 — равновесная намагниченность ансамбля;
$\dot{M}_x$, $\dot{M}_y$, $\dot{M}_z$ — скорости изменения мгновенных намагниченностей во времени; T — время релаксации с учетом всех возмущений. При наличии не только постоянной индукции B_0, но и низкоча-

* Уточнение уравнения (1), сделанное в работе [1], не влияет на приведенные ниже выкладки, поэтому уравнения Блоха представлены в их обычном написании, за исключением того, что $T_1=T_2=T$.

стотной ПМИ $\bar{B}_t = B_m \cos\Omega t \bar{k}$* ансамбль ориентированных спинов описывается уравнениями

$$\left.\begin{aligned}
\dot{M}_x &= M_y(\omega_0 + \gamma B_m \cos\Omega t) - \frac{M_x}{T}; \\
\dot{M}_y &= -M_x(\omega_0 + \gamma B_m \cos\Omega t) - \frac{M_y}{T}; \\
\dot{M}_z &= \frac{M_0 - M_z}{T},
\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $\omega_0 = \gamma B_0$. Для решения уравнений (2) перейдем к системе координат, имеющей с неподвижной системой общее начало и вращающейся вокруг оси z с угловой скоростью $\omega = -\omega_0$. Вводя новую переменную $u = \omega_m \int \cos\Omega t dt = \frac{\omega_m}{\Omega} \sin\Omega t$, причем $\omega_m = \gamma B_m$, найдем решение системы (2)

$$\begin{aligned}
\tilde{M}_x &= e^{-\frac{t}{T}}\left[C_1 \cos\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right) + C_2 \sin\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)\right]; \\
\tilde{M}_y &= e^{-\frac{t}{T}}\left[C_2 \cos\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right) - C_1 \sin\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)\right] \\
\tilde{M}_z &= M_z = C_3^{-\frac{t}{T}} + M_0,
\end{aligned} \tag{3}$$

где $\tilde{M}_x$ и $\tilde{M}_y$ — мгновенные значения поперечной намагниченности во вращающихся координатах; C_1, C_2 и C_3 — постоянные.

Переход в неподвижную систему координат осуществляем с помощью операции умножения на $e^{-i\omega_0 t}$

$$M_x + iM_y = (\tilde{M}_x + i\tilde{M}_y)e^{-i\omega_0 t}.$$

Тогда

$$\left.\begin{aligned}
M_x = e^{-\frac{t}{T}}\Big[&C_1 \cos\left(\omega_0 + \frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)t + \\
&+ C_2 \sin\left(\omega_0 + \frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)t\Big]; \\
M_y = e^{-\frac{t}{T}}\Big[&C_2 \cos\left(\omega_0 + \frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)t - \\
&- C_1 \sin\left(\omega_0 + \frac{\gamma B_m}{\Omega} \sin\Omega t\right)t\Big].
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

---

* Здесь и в дальнейшем подразумевается ориентация светом в направлении магнитной индукции B_0, которая, в свою очередь, направлена вдоль орта $\bar{k}$ (ось z).

Выражения (4), описывающие поведение поперечных компонент намагниченности ансамбля спинов, представляют собой частотно-модулированные волны с экспоненциально затухающими амплитудами.

Частота модуляции соответствует частоте измеряемой переменной индукции, приложенной вдоль оси z, а индекс модуляции $\gamma B_m/\Omega$ прямо пропорционален ее амплитуде B_m. Такое движение совершают свободнопрецессирующие спины в поле с магнитной индукцией $B_0+B_m\cos\Omega t$.

Полагая при $t=0$ $M_x=M_y=M_0$ и $M_z=0$, получим $C_1=C_2=$ $=M_0$, $C_3=-M_0$, тогда решение уравнений (4) можно записать в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} M_x &= e^{-\frac{t}{T}} M_0\left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega}\right)\cos(\omega_0+n\Omega)t+\right.\\ &\left.\quad+\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega}\right)\sin(\omega_0+n\Omega)t\right];\\ M_y &= e^{-\frac{t}{T}} M_0\left[+\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega}\right)\cos(\omega_0+n\Omega)t-\right.\\ &\left.\quad-\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega}\right)\sin(\omega_0+n\Omega)t\right];\\ M_z &= M_0\left(1-e^{\frac{-t}{T}}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

где $I_n\left(\frac{\gamma B_m}{\Omega}\right)$ — функции Бесселя аргумента $\gamma B_m/\Omega$, первого рода.

Из выражения (5) видно, что спектр амплитуд M_x и M_y является линейчатым с частотами $\omega=\omega_0\pm n\Omega$. Приложение радиочастотного поля с любой из частот этого спектра нарушает изотропное распределение спинов в плоскости, перпендикулярной оси z. Значит, для того, чтобы иметь возможность наблюдать (и измерять) движение спинов, необходимо перпендикулярно оси z ввести фазирующее спины переменное радиочастотное поле. Пусть приложена электромагнитная волна, имеющая круговую поляризацию в плоскости xy вида

$$\overline{B}_{1t}=B_1\cos\left(\omega_0'+\omega_m'\cos\Omega' t\right)t\overline{i}-B_1\sin\left(\omega_0'+\omega_m'\cos\Omega' t\right)t\overline{j},$$

где $\overline{i}$ и $\overline{j}$ — единичные орты вдоль x и y осей соответственно*;

* Штрих введен для того, чтобы отличить частоту вынуждающей электромагнитной волны от частоты измеряемой индукции.

$$\omega' = \omega_0' + \omega_m' \cos \Omega' t; \quad \omega_0' = \omega_0 = \gamma B_0; \quad \omega_m' = \omega_m = \gamma B_m; \quad \Omega' = \Omega.$$

Тогда в (1) индукция B примет вид

$$\overline{B} = (B_0 + B_m \cos \Omega t)\, \overline{k} + B_1 \cos(\omega_0' + \omega_m' \cos \Omega' t)\, t \overline{i} -$$

$$- B_1 \sin(\omega_0' + \omega_m' \cos \Omega' t)\, t \overline{j}$$

и система уравнений Блоха приведет в неподвижной системе координат к дифференциальному уравнению 3-го порядка с переменными коэффициентами, которое в общем виде не решается. Решение можно упростить введением координат, вращающихся вокруг oz с угловой скоростью $\omega = \omega_0 + \omega_m \cos \Omega t$, причем индукцию $\overline{B}_1$ удобно направить по оси x, как это имеет место в реальных экспериментах

$$\overline{B}_1 = B \cos(\omega_0' + \omega_m' \cos \Omega' t)\, t \overline{i}$$

(одна из циркулярных компонент линейно поляризованной в неподвижной системе координат волны).

Во вращающейся таким образом системе координат уравнения (2) примут вид

$$\dot{\widetilde{M}} = \widetilde{M}_y \gamma B_1 \overline{j} - \widetilde{M}_z \gamma B_1 \overline{k} - \frac{\widetilde{M}_x \overline{i} + \widetilde{M}_y \overline{j} + (\widetilde{M}_z - \widetilde{M}_0) \overline{k}}{T} \qquad (6)$$

и решения могут быть найдены сразу

$$\left.\begin{aligned} \widetilde{M}_x &= C_1 e^{\frac{-t}{T}} \\ \widetilde{M}_y &= \frac{M_0 \omega_1 T}{\omega_1^2 T^2 + 1} + e^{\frac{-t}{T}} (C_2 \cos \omega_1 t + C_3 \sin \omega_1 t); \\ \widetilde{M}_z &= \frac{M_0}{\omega_1^2 T^2 + 1} + e^{\frac{-t}{T}} (-C_3 \sin \omega_1 t + C_2 \cos \omega_1 t), \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

где $\omega_1 = \gamma B_1$.

Движение, описываемое выражением (7), является прецессией спинов вокруг вектора $\overline{B}_1$, который направлен вдоль оси x.

Переход к неподвижной системе координат осуществляется следующим образом:

$$M_x + iM_y = (\widetilde{M}_x + i\widetilde{M}_y) e^{-i \int (\omega_0 + \omega_m \cos \Omega t)\, dt} =$$

$$= (\widetilde{M}_x + i\widetilde{M}_y) e^{-i \left(\omega_0 + \frac{\omega_m}{\Omega} \cos \Omega t\right) t} = (\widetilde{M}_x + i\widetilde{M}_y) e^{-i\varphi}.$$

В результате

$$M_x = \frac{M_0 \omega_1 T \sin \varphi}{\omega_1^2 T^2 + 1} + e^{\frac{-t}{T}} [C_1 \cos \varphi + (C_2 \cos \omega_1 t + C_3 \sin \omega_1 t) \sin \varphi];$$

$$M_y = \frac{M_0\omega_1 T\cos\varphi}{\omega_1^2 T^2+1} - e^{-\frac{t}{T}}\left[C_1\sin\varphi - (C_2\cos\omega_1 t + C_3\sin\omega_1 t)\cos\varphi\right]; \quad (8)$$

$$M_z = \tilde{M}_z = \frac{M_0}{\omega_1^2 T^2+1} + e^{\frac{-t}{T}}(C_3\cos\omega_1 t - C_2\sin\omega_1 t).$$

Для определения постоянных C_1, C_2 и C_3 принимаем начальные условия при $t=0$

$$M_x = M_0; \quad M_y = M_z = 0;$$

тогда

$$C_1 = M_0; \quad C_2 = \frac{-M_0\omega_1 T}{\omega_1^2 T^2+1}; \quad C_3 = \frac{-M_0}{\omega_1^2 T^2+1}. \quad (9)$$

Решение (8) является общим и включает в себя переходный процесс в системе, описываемый экспоненциальными членами. Этот процесс быстро затухает (время T мало), и поэтому рассматриваться не будет. Находим стационарные решения уравнений Блоха для описываемого случая при $t \to \infty$. Одновременно делаем подстановку значений постоянных (9) в (8)

$$\left.\begin{aligned} M_x &= \frac{M_0\omega_1 T}{\omega_1^2 T^2+1}\sin\varphi; \\ M_y &= \frac{M_0\omega_1 T}{\omega_1^2 T^2+1}\cos\varphi; \\ M_z &= \frac{M_0}{\omega_1^2 T^2+1}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Решения (10) могут быть записаны также в более наглядном виде

$$\left.\begin{aligned} M_x &= \frac{M_0\omega_1 T}{\omega_1^2 T^2+1}\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right)\sin(\omega_0 + n\Omega)t; \\ M_y &= \frac{M_0\omega_1 T}{\omega_1^2 T^2+1}\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right)\cos(\omega_0 + n\Omega)t; \\ M_z &= \frac{M_0}{\omega_1^2 T^2+1}. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Зависимости (10) и (11) экспериментально подтверждаются спектром выходного сигнала спинового генератора, работающего в магнитном поле с индукцией $B_0 + B_m\cos\Omega t$. Они напоминают решения уравнений Блоха, когда вектор магнитной индукции имеет компоненты $\overline{B}=B_1 \cos \omega_0 \overline{i}+B_0 \overline{k}$, причем $\Delta\omega_0=\omega_0-\gamma B_0=0$ [7]. Отличие в том, что в нашем случае имеется спектр компонент, каждая из которых может быть описана выражениями вида [7, III, 16].

Прежде чем рассматривать поведение спиновой системы, когда мгновенная частота приложенного внешнего радиочастотного поля не равна мгновенной частоте собственной прецессии спинов, отметим следующее. Найденное решение уравнений Блоха (11) при воздействии радиочастотного поля B_1 со спектром частот $\omega'=\omega_0'+\omega_m' \cos \Omega' t$ позволяет заключить, что резонанс в такой системе будет более сильным, чем при воздействии отдельной радиочастотной компоненты с любой из частот спектра свободнопрецессирующего ансамбля, так как всегда

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right) > I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right).$$

Будем называть резонанс полным, когда все спектральные составляющие прецессирующей намагниченности взаимодействуют с соответствующими компонентами циркулярного переменного поля магнитной индукции B_1.

Резонанс сложного спектра намагниченности с одной радиочастотной компонентой будем называть частным. Очевидно также, что медленно изменяя B_0 или ω_0, можно пройти последовательно все n частных резонансов и каждый момент резонанса отмечается изменением поглощения света.

Функции Бесселя быстро убывают при n, значительно превосходящем аргумент $\beta=\frac{\omega_m}{\Omega}$, поэтому практически можно говорить о существенном вкладе 2β резонансов.

Рассмотрим резонансное поглощение света ориентированной системой спинов, когда мгновенная частота ω' приложенного внешнего поля B_1 не равна мгновенной частоте прецессии спинов $\omega=\gamma B_0+\gamma B_m \cos \Omega t$.

Для определенности будем считать, что $\omega_m<\omega_0\gg\Omega$ $\frac{1}{T}<\Omega>\Delta\omega=\omega-\omega^1$ и $\frac{1}{T}>\gamma B_1=\mathrm{const}$.

Возможны следующие случаи неравенства мгновенных частот:

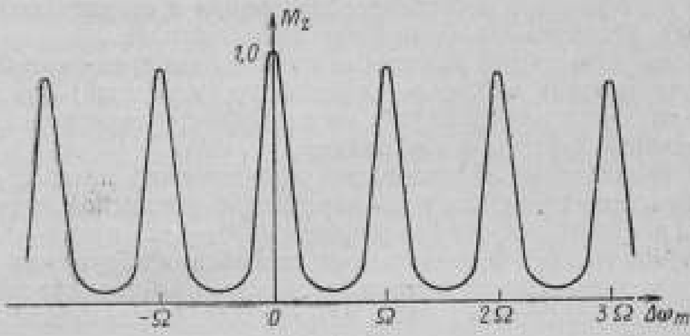
1. $\omega_0'\neq\gamma B_0;\ \omega_m'=\gamma B_m$ и $\Omega'=\Omega$.

Поглощение света будет увеличиваться по мере приближения ω_0' к γB_0. В пределе, когда ω_0' становится равным γB_0 наблюдается полный резонанс и максимальное поглощение. По мере удаления от полного резонанса, при $\Delta\omega=\omega'-\gamma B_0=1/T$, сигнал поглощения уменьшится вдвое и далее, за пределами $3\ \frac{1}{T}$ резонансного поглощения, практически не наблюдается.*

Такая намагниченность хорошо описывается уравнениями

$$\left.\begin{aligned} M_x &= \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right)\sin(\omega_0+n\Omega)\right]\frac{\Delta\omega\omega_1 T}{1+(\Delta\omega T)^2+(\omega_1 T)^2}\,M_0;\\ M_y &= \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n\left(\frac{\omega_m}{\Omega}\right)\cos(\omega_0+n\Omega)\right]\frac{\omega_1 T}{1+(\Delta\omega T)^2+(\omega_1 T)^2}\,M_0;\\ M_z &= \frac{1+(\Delta\omega T)^2}{1+(\Delta\omega T)^2+(\omega_1 T)^2}\,M_0.\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

При сделанных выше ограничениях $\Delta\omega < \Omega > \frac{1}{T}$ можно пренебречь влиянием отдельного резонанса на соседние. Каждый ча-



Зависимость M_z-сигнала от расстройки $\Delta\omega_m = \gamma B_m - \omega_m'$.

стный резонанс выражения (12) описывается кривой Лоренца, а амплитуда его зависит от соответствующего коэффициента функции Бесселя.

2. $\omega_0' = \gamma B_0, \omega_m' \neq \gamma B_m$ и $\Omega = \Omega'$ т. е. $\omega_m' \lesseqgtr \gamma B_m$. Резонансный сигнал в обоих случаях будет меньше полного, так как радиочастотная мощность, поглощенная системой спинов, определяется из выражения $P = -\overline{M\frac{dB}{dt}}$ (13), которое имеет максимум при одинаковых спектрах сомножителей, т. е. при $\omega_m' = \gamma B_m$. Зависимость сигнала z от расстройки $\omega_m - \gamma B_m$ представлена на рисунке.

---

* При дальнейшем увеличении $\Delta\omega$ и сближении частоты $\omega_0' \pm \Omega'$ с γB_0 будет наблюдаться резонанс, меньший полного и т. д.

Резонансные кривые зеркально симметричны относительно $\omega_m' - \gamma B_m = 0$, но в отличие от предыдущего случая, когда $\Delta\omega_0 = \omega_0' - \gamma B_0$, они монотонно убывают с увеличением расстройки.

3. $\omega_0' = \gamma B_0$; $\omega_m = \gamma B_m$; $\Omega \neq \Omega'$.

При этом наблюдаются биения поперечных сигналов с разностной частотой $\frac{\Omega - \Omega'}{2}$. Нули усеченных биений (горизонтальные участки осциллограммы) могут наблюдаться в z-направлении и служить контрольными метками совпадения ω_m и γB_m. Это следует также из эквивалентности частотной модуляции радиополя и модуляции постоянной магнитной индукции B_0.

При небольшом отличии Ω' и Ω сигнал в z-направлении может быть представлен в виде

$$M_z \sim \alpha (\sin \Omega t + \sin \Omega' t) = \alpha 2 \cos \frac{\Omega - \Omega'}{2} t \sin \frac{\Omega + \Omega'}{2} t,$$

где α — коэффициент потерь преобразования в ориентированном ансамбле, пропорциональный намагниченности M_0.

4. Возможны также различные комбинации трех перечисленных случаев, когда наблюдается резонанс (неполный) при неравенстве двух или даже всех трех частот, характеризующих спектр, но мгновенные частоты ω и ω' равны.

Для проведенных исследований практический интерес представляло измерение амплитуды переменной магнитной индукции B_m. Как видно из полученных решений (10)—(12) и пп. 1—4, пригоден любой из трех перечисленных способов обнаружения резонансного условия, когда применяется частотно-модулированное радиополе, но наиболее удобным нам представляется третий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloom A. L. «Principles of Operation of the Rubudium Vapor Magnetometer» Applied Optic, 1962, v. 1, № 1.
2. Bedard F. «Modulation Effects in Optically Pumped Rubidium», Proc. III Int. Congress of Quantum Electronics, 1968, v. 1.
3. Александров Е. Б. Интерференционные явления при квантовых переходах в нестационарной атомной системе. Автор. диссерт. Л-д, ГОИ, 1966.
4. Новиков Л. Н. Применение параметрического резонанса в эффективном поле для измерения амплитуды радиочастотного магнитного поля. «ПТЭ», 1967, № 4.
5. Король В. С., Козлов А. Н. «ЖЭТФ», т. 56, в. 4, 1969.
6. Наумов А. П. Способ измерения амплитуды переменных магнитных полей квантовым магнитомером. Авт. свид. № 322745, «Бюллетень изобретений», 1972, № 36.
7. Абрагам А. Ядерный магнетизм. ИИЛ, 1963.

Поступила в редакцию
31.08.1972 г.

УДК 621.317.421.083.001.5: 621.317.444.082.79

А. П. НАУМОВ
ВНИИМ

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕМЕННОЙ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МАГНИТОМЕТРАМИ С ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ АТОМОВ

Измерения в опытах оптической ориентации (или ЯМР) сводятся, по существу, к регистрации тем или иным способом частоты прецессии атомов (ядер), которые следуют в своем поведении за вектором магнитной индукции безынерционно (об этом свидетельствует постоянство величины γ в широком диапазоне индукций). Для того чтобы измерить амплитуду B_m переменной магнитной индукции (ПМИ) с частотой Ω на фоне постоянной B_0, необходимо определить девиацию частоты прецессии атомов *. Эти измерения представляют определенную сложность и сопровождаются погрешностями, превосходящими таковые при измерениях постоянной магнитной индукции.

Настоящая работа была проведена с целью классификации наиболее перспективных способов измерения ПМИ с использованием оптической ориентации атомов и оценки их погрешностей на основании экспериментов и теоретического анализа поведения системы спинов в поле переменной магнитной индукции.

Способы измерения с преобразованием выходной частоты квантового магнитометра (самогенерирующего)

1. Измерение ПМИ (девиации частоты), основанное на преобразовании переменной частоты частотно-модулированного (ЧМ) колебания выходного сигнала магнитометра в переменное напряжение (ток), пропорциональное девиации, и измерении амплитуды этого напряжения. Погрешность таких измерений составляет 5—10% [1]. Сигнал с выхода магнитометра подается на амплитудно-частотный детектор, получаемое переменное напряжение измеряется или регистрируется. Этот способ не является абсолютным, так как требует градуировки выходного прибора в единицах магнитной индукции.

---

* См. стр. 29.

2. Измерение ПМИ (девиации частоты ω_m) с использованием электронно-счетного частотомера (ЭСЧ) [1] позволяет свести погрешность измерений к 2%.

При измерении ЧМ сигнал магнитометра *1* смешивается с сигналом вспомогательного генератора *6* (рис. 1). С выхода смесителя *2* сигнал разностной частоты усиливается усилителем *3* и подается на осциллограф *4* для индикации момента равенства частоты гетеродина *6* и несущей частоты $\omega_0=\gamma B_0$ или максимальной (минимальной) частоты ЧМ сигнала магнитометра. Этот момент характеризуется появлением на осциллографе нулевых биений.

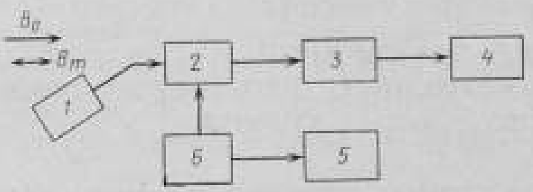


Рис. 1. Структурная схема измерения ПМИ с использованием преобразователя-переносчика частоты:

1 — M_x-магнитометр; *2* — смеситель частот; *3* — усилитель; *4* — индикатор (осциллограф); *5* — электронносчетный частотомер; *6* — гетеродин

Так как частота сигнала магнитометра изменяется со скоростью Ω, то при совпадении мгновенных частот гетеродина и магнитометра на выходе смесителя появляются биения.

Если частота гетеродина равна несущей частоте ω_0 сигнала магнитометра, то нулевые биения появляются через каждые полпериода частоты модуляции. При изменении частоты гетеродина нулевые биения попарно сходятся и при равенстве с максимальной или минимальной частотами сигнала магнитометра повторяются через каждый период частоты модуляции $1/\Omega$.

Методика определения B_m заключается в следующем: гетеродин настраивается на минимальную и максимальную частоты ЧМ сигнала магнитометра и частота с выхода гетеродина измеряется частотомером в моменты нулевых биений с периодом $1/\Omega$. Далее амплитуда ПМИ вычисляется по показаниям частотомера из выражения

$$B_m=\frac{0{,}5\,(\omega_{\max}-\omega_{\min})}{\gamma}. \qquad (1)$$

3. Измерение спектральных составляющих ПМИ при малых девиациях частоты (девиация фазы $\omega_m\, t$) с использованием ЭСЧ в режиме счета периодов позволяет добиться разрешения $2\cdot10^{-9}$ $\omega/2\pi$, т. е. $1\cdot10^{-4}$ нТ.

При исследованиях кратковременных флуктуаций индукции B_0 или нестабильности частоты выходного сигнала магнитометра удобно использовать ЭСЧ и фазовые дискриминаторы [1]. Применение ЭСЧ в режиме счета периодов (рис. 2) дает возможность автоматизировать процесс измерений, регистрации и вычислений. Используя в качестве опорного генератора *2* перестраиваемый высокостабильный кварцевый генератор (например, ГЗ-49), кратковременная нестабильность частоты которого не менее чем на порядок меньше флуктуаций исследуемой частоты ω квантового магнитометра, получаем усредненные за время счета τ значения разностной частоты. Погрешность измерений флуктуаций частоты зависит от погрешности измерения периода ЭСЧ и крат-

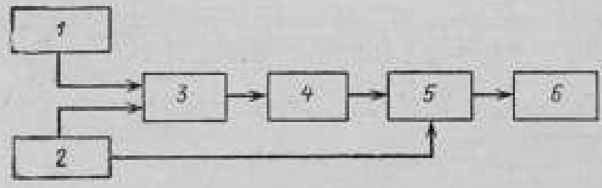


Рис. 2. Структурная схема измерений спектра исследуемой магнитной индукции с использованием ЭСЧ в режиме счета периодов:

1 — M_x-магнитометр; *2* — опорный генератор (ГЗ-49); *3* — смеситель частот; *4* — усилитель низкой частоты; *5* — электронносчетный частотомер; *6* — цифропечатающая машина

ковременной нестабильности частоты $\omega_{оп}$ опорного генератора и достигает $(1-3)\cdot 10^{-9}\ \omega_{оп}/2\pi$ при использовании ЭСЧ (Ф552, ЧЗ-12, ЧЗ-29).

Для ЭСЧ время усреднения τ определяется периодом разностной частоты $\omega_{оп}\omega$ и максимальной частотой заполнения формируемого интервала времени. Изменяя разностную частоту $\omega_{оп}-\omega$ легко смещать диапазон частот исследуемых флуктуаций.

Параметрические способы

1. Способ измерения амплитуды радиочастотной индукции в экспериментах по оптической ориентации атомов, предложенный Л. И. Новиковым и Андерсоном*, основан на определении частоты амплитудной модуляции вспомогательной радиочастотной индукции $B_1\cos\omega t$ в центре линии резонанса, соответствующего эффективной магнитной индукции $B_e=\left[\left(B_0-\frac{\omega}{\gamma}\right)^2+B_1^2\right]^{\frac{1}{2}}$, при $B_0=\omega/\gamma$.

* Недостатком этого способа, по мнению Л. И. Новикова, является невозможность измерить внешнюю переменную индукцию B_m, направленную вдоль оси z и вектора $\overline{B}_0$.

Погрешность измерения амплитуды переменной магнитной индукции B_1 при работе магнитометра в магнитном поле Земли $[B_0 \approx (0{,}4 \div 0{,}6) \cdot 10^{-4}\text{T}]$ с учетом формы резонансной кривой поглощения [3] достигает 2% и может быть уменьшена до 1% при работе в поле с индукцией $B_0 \approx (0{,}1-0{,}2) \cdot 10^{-4}$ Т и использовании малой глубины модуляции $(20 \div 30\%)$.

2. Способ параметрической компенсации измеряемой ПМИ заключается в периодическом нарушении полного резонанса и измерении девиации частоты ω_m вспомогательного генератора, осуществляющего резонанс, в момент совпадений ω_m и γB_m.

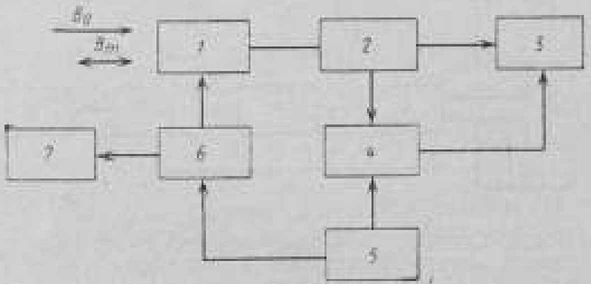


Рис. 3. Схема измерений ПМИ с параметрической компенсацией:

1 — M_z-магнитометр; 2 — предусилитель; 3 — нуль-индикатор (осциллограф); 4 — смеситель частот; 5 — модулятор; 6 — генератор радиочастоты; 7 — измеритель девиации на основе ЭСЧ

Структурная схема измерений дана на рис. 3. В качестве преобразователя 1 можно использовать M_z-магнитометр в отличие от способов с преобразованием выходной частоты магнитометра.

Способ параметрической компенсации с периодическим нарушением резонансных условий позволяет довести погрешность измерений ПМИ до 2%.

Методика измерения B_m заключается в следующем: измерив частотомером частоту Ω ПМИ, на модуляторе 5 устанавливаем близкую к ней частоту $\Omega' \left(\frac{\Omega - \Omega'}{\Omega} \approx 0{,}1 - 0{,}01\right)$. Далее изменяем амплитуду выходного напряжения модулятора, осуществляющего частотную модуляцию генератора 6 до тех пор, пока на нуль-индикаторе 3 (осциллографе) не появятся нулевые биения, свидетельствующие о равенстве γB_m и ω_m. В этот момент с помощью измерителя 7 можно определить максимальную и минимальную частоты генератора. Амплитуда ПИ вычисляется по формуле (1).

Существенное отличие параметрических способов измерения ПМИ заключается в том, что вспомогательный сигнал гетеродина подается непосредственно на преобразователь магнитометра, а не на смеситель частот.

1. Способ сравнения магнитной индукции в области звуковых частот с применением мостовых компараторов переменного тока [2] и расчетной катушки ПМИ, в котором измеряемая индукция B_m компенсируется известной ПМИ расчетной катушки, является наиболее точным и позволяет определить ПМИ с погрешностью менее 0,1—0,5%. В качестве преобразователей используются термоэлементы и индукционные катушки. Квантовый магнитометр имеет смысл использовать лишь в области инфранизких частот.

2. Автокомпенсационный способ измерений. Структурная схема установки для измерения малой ПМИ (до 100 нТ) дана на рис. 4. Преобразователь *2* квантового магнитометра расположен в месте, где необходимо измерять ПМИ. Сигнал с выхода усилителя магнитометра *3* вместе с опорным сигналом генератора *5* подается на фазовый детектор *4*. Сигнал рассогласования с фазового детектора через катушку обратной связи замыкается на преобразователь *2* подстраивая частоту магнитометра к опорной частоте. Ток в катушке измеряется амперметром переменного тока или, как показано на рис. *4*, по падению напряжения на безындуктивном образцовом сопротивлении R. Осциллограф *6* служит для визуального контроля работы системы автоподстройки частоты квантового магнитометра к частоте опорного генератора. При возрастании измеряемой частоты $\Omega/2\pi$ по сравнению с шириной резонансной линии $1/2\pi T=200$ Гц наблюдается сужение полосы удержания системы автоподстройки и увеличение наклона прямой, характеризующей коэффициент преобразования измерителя $k\approx u_{\text{вых}}/B_{\text{вх}}$, где $B_{\text{вх}}=B_m$. В диапазоне частот 20—200 Гц наклон прямой почти не изменяется. Усложняя схему фазового детектора, можно добиться постоянства коэффициента преобразования в диапазоне 0—1000 Гц. Наблюдаемая экспериментально зависимость $u_{\text{вых}}=f(B_m)$ может быть представлена в виде выражения

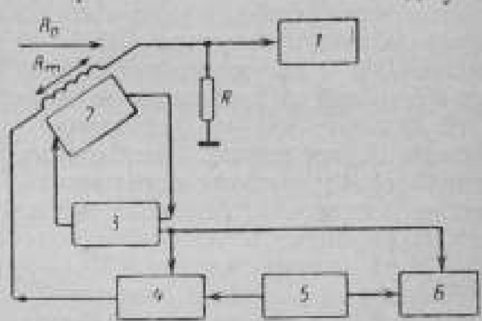


Рис. 4. Схема измерения ПМИ с помощью автокомпенсационного способа:

1 — вольтметр (ВК7-10 А/1); *2* — преобразователь M_x-магнитометра; *3* — усилитель обратной связи магнитометра; *4* — фазовый детектор; *5* — генератор опорной частоты; *6* — осциллограф

$$U_{\text{вых}}=\sqrt{(k_r B_m)^2+u_0^2}, \qquad (2)$$

где B_m и $U_{вых}$ — входная индукция и выходное напряжение, k_F — наклон градуировочной прямой (постоянная преобразования на частоте F); u_0 — начальное смещение (в основном, из-за помех частотой 50 Гц), регистрируемое в цепи компенсации при $B_m=0$.

При компактной (радиус 5—10 см) однослойной катушке с числом витков $w \leqslant 50$ в диапазоне частот до 200 Гц ее частотной погрешностью можно пренебречь, так же как и индуктивной или температурной погрешностью сопротивления. Тогда измеряемая ПМИ с учетом случайной погрешности, найденной экспериментально, составит

$$B_m = \frac{\sqrt{u_{вых}^2 - u_0^2}}{k_F} \pm 0{,}03 \frac{u_{вых}}{k_F}. \qquad (3)$$

В этом выражении не учтена составляющая погрешности измерений за счет вольтметра (ВК7—10 А/1), так как она много меньше 3% и ею можно пренебречь. При использовании приборов с большей погрешностью ее необходимо учитывать.

В связи с тем, что постоянная преобразования зависит от частоты F, последнюю необходимо определить, например, по осциллографу, так как погрешность определения F в 10—20% вполне достаточна. Величина нулевого сдвига u_0 в экспериментах, проводимых в павильоне, колебалась от 7,5 до 9,0 нТ при 15—20 нТ помехи с частотой 50 Гц и градиенте помехи до 1 нТ/см.

Частотный диапазон измерений можно расширить в область ИНЧ до 0,01 Гц, применив приставку к вольтметру ВК7-10А. В диапазоне от 0,01 Гц и менее можно использовать прибор в режиме измерений постоянного тока. Для уменьшения влияния на показания измерителя вариаций МПЗ в ИНЧ-диапазоне необходимо использовать в качестве опорного генератора фазового детектора вспомогательный спиновый генератор, разнесенный с устройством измерения ПМИ таким образом, чтобы создаваемая переменная магнитная индукция не влияла на него.

Следует отметить еще одну особенность рассмотренной схемы (рис. 4). При подключении осциллографа к выходу фазового детектора получается простейший анализатор спектра (магнитного), позволяющий получить наглядную картину измеряемой ПМИ при высокой чувствительности (0,02—0,1 нТ).

Автокомпенсационный способ измерений ПМИ (как и все компенсационные методы) неабсолютен, он нуждается в градуировке. При постоянной или медленно изменяющейся амплитуде ПМИ возможна градуировка измерителя по постоянному току с выхода фазового детектора путем изменения частоты опорного генератора.

Рассмотренные способы измерения ПМИ с применением измерителей с оптической ориентацией атомов далеко не исчерпывают всех возможностей этих перспективных приборов в области измерений быстроменяющихся магнитных полей. Быстродействие спиновых генераторов с оптической ориентацией позволяет использовать их для получения экспресс-информации о чрезвычайно быстрых изменениях магнитной индукции (10^{-6} с) и исследования магнитных спектров сигналов.

Погрешность измерения ПМИ (2—10%) в основном обусловлена неточным знанием динамики спиновой системы, отступлением кривой поглощения от формы Лоренца и небольшим отношением сигнал шум в спиновых генераторах при использовании широкополосных усилителей в петле обратной связи. Тем не менее для практических целей такая погрешность в большинстве случаев оказывается вполне приемлемой. Дальнейшее изучение динамики спиновых систем и совершенствование эксперимента позволит, очевидно, достичь погрешности измерений ПМИ менее 1% (1/10÷1/20 ширины резонансной линии).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аппаратура для частотных и временных измерений. Под ред. А. П. Горшкова, «Советская Россия», 1971.
2. Moore W., IEEE Trans Instr. and Measur, 1966, 15, № 4, (p. 253).
3. Ю. В. Афанасьев, Н. В. Студенцов, А. П. Щелкин., Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. «Энергия», 1972.

Поступила в редакцию
31.08.1972 г.

УДК 621.317.441.089.6.088: 621.317.444.084.88

Н. В. СТУДЕНЦОВ, В. Н. ХОРЕВ, В. Я. ШИФРИН
ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ И ФОРМ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТОМЕТРОВ НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МЕР В ВИДЕ КАТУШЕК С ТОКОМ

При градуировке и поверке катушек с различной формой обмотки необходимо учитывать влияние конечных размеров и формы чувствительных элементов тесламетров на погрешность измерения магнитной индукции. Эта погрешность связана, с одной стороны, с существенно меньшей однородностью магнитного поля мер по сравнению с магнитным полем Земли, индукция которого измеряется тесламетром, а с другой стороны, с тем, что преобразователь тесламетра регистрирует среднеинтегральную магнитную индукцию в объеме чувствительного элемента (образца), центр которого совмещается с центром меры и к которому относят значение постоянной меры, определяемое при ее аттестации.

Рассчитаем среднюю магнитную индукцию, создаваемую мерами с кольцевыми витками в образцах цилиндрической формы, чаще других применяемых при исследованиях магнитного поля Земли, и определим, насколько это значение отличается от магнитной индукции в центре образца. При вычислениях будем полагать, что тесламетром измеряется модуль магнитной индукции меры.

Представим среднее значение модуля магнитной индукции $\tilde{B}$ в объеме образца v, помещенного в центр меры, в виде

$$\tilde{B}=\frac{1}{V}\int_V B_x\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{B_y}{B_x}\right)^2-\frac{1}{8}\left(\frac{B_y}{B_x}\right)^4+\cdots\right]dV=B_0(1+\delta), \quad (1)$$

где B_x и B_y — осевая и поперечная составляющие магнитной индукции, которые для любой симметричной меры с кольцевыми витками могут быть выражены соотношениями [1]

$$B_x=B_0\left[1+P_2\frac{2x^2-y^2}{R^2}+P_4\frac{8x^4-24x^2y^2+3y^4}{R^4}+\cdots\right];$$

$$B_y = -2B_0 \frac{xy}{R^2}\left[P_2 + 2P_4 \frac{4x^2-3y^2}{R^2} + \cdots\right], \qquad (2)$$

где B_0—магнитная индукция в центре меры; x и y—координаты, отсчитываемые от центра меры вдоль оси и перпендикулярно к ней; R — радиус кольцевых витков; P_2 и P_4 — коэффициенты, зависящие от конфигурации обмотки.

Для катушек Гельмгольца $P_2=0$; $P_4=0{,}144$ при идеальном выполнении условий Гельмгольца и $P_2=\pm(0{,}01\div0{,}005)$ при их реальном изготовлении.

Для соленоида

$$P_2 = -\frac{3}{4}\cdot\frac{1}{(1+\lambda^2)^2};\quad P_4 = \frac{5}{64}\cdot\frac{(3-4\lambda^2)}{(1+\lambda^2)^4},$$

где $\lambda=L_c/R$ и $2L_c$ — длина соленоида; R — его радиус.

Направим ось цилиндрического образца перпендикулярно оси меры и, подставив выражения (2) в (1), произведем интегрирование по всему объему образца. Для идеальных колец Гельмгольца

$$\widetilde{B}_\text{г} = B_0\left[1 + \frac{P_4}{V_\text{ц}}\int\limits_{V_\text{ц}} \frac{8x^4-24x^2y^2+3y^4}{R^4}\,dV + \cdots\right] =$$

$$= B_0\left[1 + \frac{P_4}{V_\text{ц} R^4}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_{-l_0}^{l_0}\int\limits_0^{r_0}\{8r^4\sin^4\psi - 24\,[r^2\sin^2\psi\,(r^2\cos\psi + z^2)] + \right.$$

$$\left. + 3\,(r^2\cos^2\psi + z^2)\}\,r\,dr\,dz\,d\psi + \cdots\right],$$

где $V_\text{ц}$ — объем образца; $2\,l_0$ и r_0 — его длина и радиус соответственно; r, z, ψ—цилиндрические координаты.

После интегрирования получим

$$\widetilde{B}_\text{г} = 0{,}715\frac{Iw\mu_0}{R}\left[1 - 0{,}086\frac{r_0^4}{R^4}\left(1 - \frac{5}{2}\beta^2 + \frac{5}{8}\beta^4\right) + \cdots\right], \qquad (3)$$

где $\beta=r_0/l_0$.

В случае совмещенных осей образца и меры выражения для $\widetilde{B}_\text{г}$ имеет вид

$$\widetilde{B}_\text{г} = 0{,}715\frac{Iw\mu_0}{R}\left[1 - 0{,}23\frac{r_0^4}{R^4}\left(1 - \frac{5}{2}\beta^2 + \frac{5}{8}\beta^4\right) + \cdots\right]. \qquad (3а)$$

Аналогичные вычисления для меры в виде цилиндрического соленоида, магнитная ось которого перпендикулярна оси цилиндрического образца, дают

$$\widetilde{B}_\text{с} = \frac{Iw}{2R}\cdot\frac{\mu_0}{(1+\lambda^2)^{1/2}}\left[1 + \frac{1}{4\,(1+\lambda^2)^2}\cdot\frac{r_0^2}{R^2}\left(1 - \frac{3}{4}\beta^2\right) + \cdots\right]. \qquad (4)$$

В случае совмещенных осей

$$\widetilde{B}_c = \frac{Iw}{2R} \cdot \frac{\mu_0}{(1+\lambda^2)^{1/2}} \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(1+\lambda^2)^2} \cdot \frac{l_0^2}{R^2} \left(1 - \frac{3}{4} \beta^2 \right) + \cdots \right], \quad (4а)$$

где w — число витков в обмотке меры; μ_0 — магнитная постоянная.

Вычислим возможные значения поправок δ из формулы (1), подставив в выражения (3) и (4) часто встречающиеся на практике значения $\beta=0{,}25$ и $l_0/R=0{,}2$. Для соленоида, у которого $\lambda=2$, получим $\delta=+0{,}04\%$, а для катушек Гельмгольца с кольцевыми витками при их идеальном изготовлении $\delta=-0{,}012\%$. Для реальных катушек Гельмгольца поправка δ значительно больше.

Приведенные вычисления свидетельствуют о том, что точные измерения магнитной индукции мер тесламетрами с цилиндрическими образцами во многих случаях практически невозможны без введения поправок на форму и размеры образца. В некоторых случаях эти поправки могут быть сведены к пренебрежимо малым величинам путем соответствующего выбора соотношений между диаметром образца и его длиной. Для этого необходимо выбрать параметр β таким, чтобы второй член в квадратных скобках выражений (3), (3а), (4) и (4а) обратился в нуль. При этом величина δ будет определяться последующими членами разложения $\widetilde{B}$ в ряд. Для соленоидов это соответствует $\beta=1{,}15$, для колец Гельмгольца $\beta=1{,}9$ и $\beta=0{,}66$. Как видно, для каждого типа катушек должно выбираться свое значение β, а так как в большинстве случаев изготовление мер далеко от идеального, и к тому же их размеры неизвестны с достаточной точностью, то это уменьшает эффективность введения поправок и приводит к появлению существенных систематических погрешностей измерений. Из изложенного следует, что для обеспечения высокой точности измерений магнитной индукции мер необходимо выбрать такую форму образца преобразователя тесламетра, для которой величина δ в формуле (1) была бы минимальной. Можно показать, что наиболее оптимальной формой является шар.

Действительно, поскольку выражение для магнитного потенциала в точках пространства, где нет токов, представляет собой гармоническую функцию, то для каждой из составляющих магнитной индукции среднее значение в объеме шара равно ее значению в центре. В частности, это справедливо для осевой составляющей магнитной индукции любой меры, в центре которой помещен шаровой образец объемом $V_ш$, т. е.

$$\frac{1}{V_ш} \int\limits_{V_ш} B_x \, dV = B_0. \quad (5)$$

Выражение (1) для шарового образца имеет вид

$$\widetilde{B} = B_0 \left[1 + \frac{1}{2V_{\text{ш}}} \int\limits_{V_{\text{ш}}} \left(\frac{B_y}{B_x} \right)^2 \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{B_y}{B_x} \right)^2 + \cdots \right] dV. \right. \tag{6}$$

Из этой формулы видно, что величина поправки δ определяется интегралом квадратичного члена разложения B в ряд. Для образца другой формы (как это показано для цилиндра) в выражение для δ, кроме того, входит среднее значение осевой составляющей по объему, которое зависит от этого объема и в большинстве случаев определяет величину δ.

Вычислим значение $\widetilde{B}$ в шаровом объеме для типов мер, которые наиболее часто встречаются в поверочной практике. Выражение для средней магнитной индукции в шаровом образце, создаваемой цилиндрическим соленоидом, может быть приведено к виду

$$\widetilde{B}_c = \frac{I}{2R} \cdot \frac{\mu_0 w}{(1+\lambda^2)^{1/2}} \left\{ 1 + \frac{81}{8} \cdot \frac{1}{V_{\text{ш}} (1+\lambda^2)^4} \int\limits_{V_{\text{ш}}} \frac{x^2 y^2}{R^4} \left[1 - \frac{3}{4} \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times \frac{1}{(1+x^2)^2} \cdot \frac{2x^2 - y^2}{R^2} \right]^2 dV + \cdots \right\} = \frac{I}{2R} \cdot \frac{\widetilde{\mu}_0 w}{(1+\lambda^2)^{1/2}} \left[1 + \frac{7,6}{\pi} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{1}{R^4 \rho_0^3 (1+\lambda^2)^4} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^{\pi} \int\limits_0^{\rho_0} \rho^6 \sin^3 \theta \cos^2 \theta \, d\rho \, d\varphi \, d\theta + \cdots \right], \tag{7}$$

где R — радиус витков обмотки соленоида; ρ_0 — радиус шарового образца; ρ, θ, φ — сферические координаты.

После интегрирования выражения (7) получим

$$\widetilde{B}_c = \frac{I}{2R} \cdot \frac{\mu_0 w}{(1+\lambda^2)^{1/2}} [1 + \delta_c],$$

где $\delta_c = \frac{0,064}{(1+\lambda^2)^4} \cdot \frac{\rho_0^4}{R^4} + \cdots$

Таким образом, если центр шарового образца совпадает с геометрическим центром соленоида, то средняя магнитная индукция в образце отличается от магнитной индукции в центре соленоида на величину δ_c, которая, например, при $\lambda = 2$ и $\rho_0/R = 0{,}2$ равна $2 \cdot 10^{-7}$.

Аналогично для идеальных колец Гельмгольца

$$\widetilde{B}_{\text{Г}} = 0{,}715 \frac{\mu_0 I w}{R} \left\{ 1 + \frac{0,16}{V_{\text{ш}} R^8} \int\limits_{V_{\text{ш}}} x^2 y^2 (4x^2 - 3y^2)^2 \left[1 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{0,144}{R^4} (8x^4 - 24 x^2 y^2 + 3y^4) \right] dV + \cdots \right\} = 0{,}715 \frac{\mu_0 I w}{R} \left[1 + \frac{0,16}{V_{\text{ш}}} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{1}{R^8} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^{\pi} \int\limits_0^{\rho_0} (4 \cos^2 \theta - 3 \sin^2 \theta)^2 \rho^{10} \sin^3 \theta \cos^2 \theta \, d\rho \, d\theta \, d\varphi + \cdots \right]. \tag{8}$$

или

$$\widetilde{B}_{\text{г}} = 0{,}715 \frac{\mu_0 Iw}{R} \left[1 + 0{,}016 \frac{\beta_0^3}{R^3} + \cdots \right]. \qquad (9)$$

Как видно из (9) поправка на форму и размеры образца при изменении магнитной индукции колец Гельмгольца тесламетром с шаровым образцом весьма мала. Например, для $\beta/R=0{,}2$ она составляет всего $4\cdot 10^{-5}$. Поправку такого же порядка дает квадратная катушка типа Гельмгольца. Для катушек с более однородным полем (трех- и четырехсекционных) поправка δ еще меньше.

Оценим влияние на погрешность измерений отклонения формы образца от идеальной формы шара, представив среднюю магнитную индукцию в объеме неидеального шара $\widetilde{B'}$ как сумму магнитной индукции идеального шара $\widetilde{B}$ и добавки к нему $\widetilde{B}_{\text{д}}$. Имеем

$$\widetilde{B}' = \frac{1}{V_{\text{ш}} + V_{\text{д}}} \left[\int\limits_{V_{\text{ш}}} B(x, y)\, dV + \int\limits_{V_{\text{д}}} B(x, y)\, dV \right] =$$

$$= \widetilde{B} \left[1 - \frac{V_{\text{д}}}{V_{\text{ш}}} \left(1 - \frac{\widetilde{B}_{\text{д}}}{\widetilde{B}} \right) + \left(\frac{V_{\text{д}}}{V_{\text{ш}}} \right)^2 \left(1 - \frac{\widetilde{B}_{\text{д}}}{\widetilde{B}} \right) - \cdots \right].$$

Для случая идеальных колец Гельмгольца последнее выражение примет вид

$$\widetilde{B}'_{\text{г}} = \widetilde{B} \left[1 - \frac{0{,}144}{V_{\text{ш}}} \int\limits_{V_{\text{д}}} (8x^4 - 24\, x^2 y^2 + 3y^4)\, dW + \cdots \right].$$

Полагая, что объем добавки к шару $V_{\text{д}}$ сосредоточен в точке с координатами x и y, причем $x_1/R = y_1/R = 0{,}1$, а $V_{\text{д}}/V_{\text{ш}} = 0{,}01$, для колец Гельмгольца получим $\delta = 2\cdot 10^{-6}$.

Таким образом, можно сделать вывод, что при градуировке и проверке тесламетров высокой точности (протонных, квантовах), применяемых для измерений магнитной индукции Земли, по образцовой мере необходимо точно знать параметры как образца преобразователя, так и меры, чтобы ввести поправки в значение постоянной меры и оценить соответствующие погрешности измерений. При конструировании образцовых тесламетров, которые обычно предназначаются для измерений магнитной индукции мер, наиболее приемлемой формой образца является шар, для которого поправки δ во всех практических случаях пренебрежимо малы и поэтому могут не учитываться.

Поступила в редакцию
21.07.1972 г.

УДК 621.317.421.087.9.088.2.752

Е. М. ГОРСКАЯ, Р. Г. СКРЫННИКОВ
ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТИ НАПРАВЛЕННОГО ПЕРВИЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВИБРАЦИЙ

В настоящее время магнитная индукция измеряется с помощью приборов, обладающих диаграммой направленности, т. е. измеряющих компоненту, параллельную магнитной оси первичного преобразователя. Такие преобразователи чувствительны к угловым перемещениям в пространстве, поэтому при установке их на самолетах во время полета неизбежны большие угловые перемещения для устранения которых приходится применять следящую систему. В этом случае погрешность измерения от угловых перемещений преобразователя будет определяться погрешностями следящей системы [1, 2]. Однако это не характерно для наземных измерений в обсерваториях, на геофизических станциях и т. д., где следящая система, как правило, не применяется. Это связано с тем, что в подавляющем большинстве случаев измерения проводятся без коррекции положения оси преобразователя, а высокие требования к точностным характеристикам результатов измерения вынуждают ограничивать угловые перемещения измерительного преобразователя, что возможно лишь при предъявлении обоснованных требований к корпусам преобразователей и основаниям, на которые они устанавливаются, с учетом действующих на них сил, например, сейсмических колебаний.

Рассмотрим два взаимно перпендикулярных преобразователя (рис. 1), один из которых (I) измеряет вертикальную составляющую B_z-индукции магнитного поля, а второй (II) — горизонтальную компоненту (B_x). Преобразователи жестко связаны между собой и могут раскачиваться на угол α около общего центра вращения в плоскости xoy. Предположим, что вектор магнитной индукции $\overline{B}$ также лежит в этой плоскости и составляет угол θ с осью oy. При отклонении преобразователя на угол α он будет измерять магнитную индукцию

$\overline{B} = B\cos(\theta+\alpha) = B_z\cos\alpha - B_x\sin\alpha$; где $B_z = B\cos\theta$; $B_x = B\sin\theta$.

Тогда погрешность измерения по сравнению с вертикальным положением преобразователя будет равна

$$\Delta B_z = B_z - B_z \cos\alpha + B_x \sin\alpha \approx B_z \frac{\alpha^2}{2} + B_x \alpha.$$

Чтобы ΔB_z было меньше заданной величины δ, угол α не должен выходить за пределы $[-\alpha_1; \alpha_1]$, где α_1 — наименьший по абсолютной величине корень уравнения $B_z \frac{\alpha^2}{2} + B_x\alpha - \delta = 0$, т. е.

$$\alpha_1 = -\frac{B_x}{B_z} + \sqrt{\frac{B_x^2}{B_z^2} + \frac{2\delta}{B_z}} \approx \frac{\delta}{B_x} \text{ при малых } \delta. \qquad (1)$$

При отклонении от горизонтали на угол α прибор, измеряющий горизонтальную составляющую, вместо значения B_x дает

$$B \sin(\theta + \alpha) = B_x \cos\alpha - B_z \sin\alpha.$$

Погрешность измерения в данном случае составит

$$\Delta B_x = B_x \frac{\alpha^2}{2} - B_z \alpha.$$

Аналогично (1) получаем максимальный допустимый угол отклонения преобразователя от горизонтали

$$\alpha = \frac{\delta}{B_z}. \qquad (2)$$

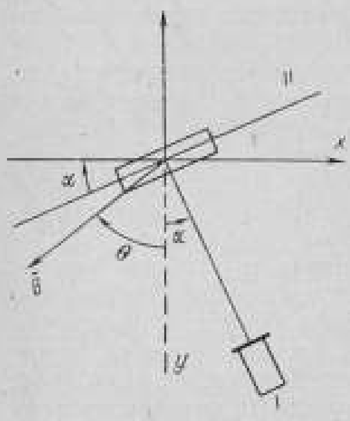


Рис. 1. Колебания системы взаимно перпендикулярных преобразователей

В дальнейшем будем рассматривать только колебания преобразователя, ориентированного по вертикали, рассуждения для горизонтального преобразователя идентичны.

Угол отклонения преобразователя от вертикали зависит не только от воздействия внешней среды, но и способа крепления преобразователя. Рассмотрим несколько типичных случаев установки преобразователей.

1. Преобразователь находится в цилиндрическом корпусе. Основание корпуса жестко закреплено. Собственная частота колебаний корпуса ω_0. При воздействии на корпус преобразователя давления со стороны внешней среды, движущейся со скоростью U, сила давления определяется по формуле

$$F = \frac{U^2 \eta\rho S}{2}, \qquad (3)$$

где η — коэффициент обтекания цилиндра; ρ — плотность среды; S — площадь проекции боковой поверхности цилиндра на плоскость, перпендикулярную скорости.

При скорости $U \sin \omega t$ верхнее основание будет отклоняться на величину x, определяемую из уравнения

$$\ddot{x} + 2n\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F}{m} \sin \omega t, \tag{4}$$

где ω_0—частота свободных колебаний; n—коэффициент затухания; F — внешняя сила, действующая на цилиндр; m — масса системы.

В зависимости от соотношения между частотой собственных колебаний и силой сопротивления среды уравнение (4) примет вид

при $n < \omega_0$

$$x = ae^{-nt} \sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - n^2}\, t + \beta\right) + \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2}} \sin(\omega t - \varepsilon); \tag{5}$$

при $n > \omega_0$

$$x = ae^{-nt} \operatorname{sh}\left(\sqrt{n^2 - \omega^2}\, t + \beta\right) + \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2}} \sin(\omega t - \varepsilon); \tag{6}$$

при $n = \omega_0$

$$x = e^{-nt}(C_1 t + C_2) + \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2}} \sin(\omega t - \varepsilon), \tag{7}$$

где $\varepsilon = \operatorname{arctg} \dfrac{2n\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$;

Величина a, β, C_1, C_2 — постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий движения.

Для малых колебаний угол отклонения от вертикали $\alpha \approx \dfrac{A}{l}$, где A — амплитуда колебаний, определяемых формулами (5—7) l — высота цилиндра.

Погрешность измерения B_z при отклонении от вертикали на угол α равна

$$\delta = \alpha B_x. \tag{8}$$

Рассмотрим колебания преобразователя, свободно подвешенного к верхнему основанию цилиндра. При смещении верхнего основания на величину $A \sin \omega t$ угол отклонения преобразователя от вертикали составит

$$\varphi = \frac{A\omega^2}{d\,(k^2 - \omega^2)} \left(\sin \omega t - \frac{\omega}{k} \sin kt\right),$$

где d — расстояние до центра тяжести; k — собственная частота колебания преобразователя.

Максимальный угол отклонения преобразователя от вертикали равен

$$\varphi_{max} = \frac{A\omega^2}{d(k^2-\omega^2)}\left(1+\frac{\omega}{k}\right). \tag{10}$$

Погрешность измерения B_z при отклонении прибора от вертикали на угол φ_{max} равна

$$\delta = \varphi_{max} B_x.$$

Формулы (9) и (10) показывают, что путем выбора длины подвеса и частоты собственных колебаний преобразователя можно значительно уменьшить амплитуду его колебаний и связанную с ней погрешность измерений магнитной индукции.

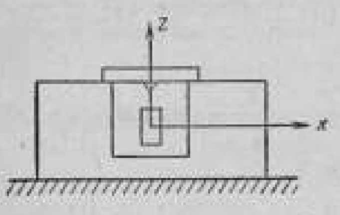


Рис. 2. Размещение преобразователя внутри фундамента

На практике часто используется крепление преобразователей к фундаменту, свободно установленному на ровной горизонтальной поверхности (например, вариометры обсерваторий). Предположим, что преобразователь помещен внутри фундамента, как показано на рис. 2. Для простоты расчетов (так как размеры преобразователей малы по сравнению с размерами фундамента) можно считать фундамент однородным параллелепипедом с основанием $a \times a$; высотой $2h$, массой m и весом Q. Тогда уравнения колебаний фундамента в плоскости xz под действием горизонтальной периодической силы $F \sin \omega t$ (сейсмические колебания, вибрации от движения транспорта) примут вид [3].

$$m\frac{d^2\xi}{dt^2} + 0{,}5C_z a^2\xi + 0{,}5C_z a^2 hQ = F\sin\omega t;$$

$$I_y\frac{d^2\theta}{dt^2} + 0{,}5C_z a^2 h\xi + (1{,}87C_z J + 0{,}5C_z a^2h^2 - Qh)\cdot\theta = 0, \tag{11}$$

где ξ — горизонтальное смещение фундамента вдоль оси ox θ — поворот в плоскости xz относительно оси oz; J — момент инерции площади подошвы относительно оси, параллельной oy; $J = \frac{a^4}{12}$; I_y — момент инерции фундамента относительно оси, проходящей через его центр тяжести; C_z — эмпирический коэффициент, зависящий от площади подошвы фундамента и категории грунта.

Амплитуды вибраций фундамента находятся по формулам

$$A_\xi = \frac{F[I_y\omega^2 - (1{,}87C_z + 0{,}5C_z a^2h^2 - Qh)]}{\Delta(\omega^2)};$$

$$A_\theta = \frac{F 0{,}5 C_z a^2 h^2}{\Delta(\omega^2)}, \tag{12}$$

где $\Delta(\omega^2) = m I_y (p_1 - \omega^2)(p^2 - \omega^2)$;

p_1, p_2 — собственные частоты колебаний фундамента.

При жестком креплении преобразователя к фундаменту получаем погрешность только от поворота фундамента вокруг вертикальной оси

$$\delta = A_0 B_x. \tag{13}$$

Пользуясь соотношениями (11), (12), можно подобрать параметры фундамента, обеспечивающие наибольшую устойчивость преобразователей.

Оптимальный вариант крепления преобразователя выбирается по формулам (8), (10), (13) с учетом заданной точности измерений. При малых погрешностях измерений, не превышающих десятых долей нанотеслы, преобразователь следует укреплять на специальных фундаментах, так как отклонение от вертикали на угол 5″ при величине горизонтальной составляющей МПЗ в 20000 нТ дает погрешность $\delta = 0{,}5$ нТ. Для измерений, не требующих такой высокой точности, вполне пригодно жестное или свободное закрепление преобразователя внутри корпуса. Размеры цилиндра и длина подвеса преобразователя выбираются так, чтобы собственные частоты колебаний корпуса ω_0 и преобразователя k были связаны неравенством $\omega_0 \gg k$.

В зависимости от частоты вынуждающей силы ω_0 при установке преобразователя нужно добиваться следующих соотношений: $\omega_0 \gg k \gg \omega$ — для низкочастотной внешней силы; $\omega \gg \omega_0 \gg k$ — для высокочастотной внешней силы, действующей на корпус. Это позволяет избежать нежелательного резонанса и обеспечить заданную точность измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Резник Э. К., Канторович В. Л. Некоторые вопросы компенсации магнитных полей самолета. «Геофизическое приборостроение», 1964, вып. 18.
2. Канторович В. Л., Мидцев Б. Ф., Шилов В. А. Вибрационная погрешность аэромагнитометра. «Геофизическая аппаратура», 1967, вып. 31.
3. Баркан Д. Д. Динамика оснований и фундаментов. Стройвоенмориздат, 1948.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.317.421.087.9.012.12: 538.632

А. П. ЩЕЛКИН
ВНИИМ

НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Как показано в работе [1], направленные свойства магнитометрических преобразователей наиболее полно могут быть описаны с помощью диаграммы направленности, под которой подразумевают годограф вектора, длина которого пропорциональна $U_i = SB^*\cos(\vec{i}^{\,0}_{м} \wedge \vec{B}^*)$ (U_i — выходная величина преобразователя; S — его чувствительность; $\vec{i}^{\,0}_{м}$ — единичный вектор, совпадающий по направлению с магнитной осью; B^* — значение магнитной индукции, при котором определяется диаграмма направленности), а направление совпадает с положением магнитной оси по отношению к выбранной системе координат.

Диаграмма направленности обычно определяется путем поворота магнитометрического преобразователя в поле с известной магнитной индукцией B^*. На рис. 1 приведены наиболее типичные диаграммы направленности магнитометрических преобразователей. Диаграмма, изображенная на рис. 1, *а*, соответствует преобразователям, имеющим линейную градуировочную кривую при отсутствии нулевого сигнала* (будем называть ее правильной симметричной диаграммой). Если градуировочная кривая преобразователя нелинейна, а нулевой сигнал равен нулю, то диаграмма направленности имеет вид, изображенный на рис. 1, *б*. Для магнитометрических преобразователей, имеющих нулевой сигнал, отличный от нуля, характерна асимметричная диаграмма направленности (рис. 1, *в*).

При исследовании диаграмм направленности преобразователей Холла особое внимание было обращено на следующие особенности, имеющие большое практическое значение.

---

* Под нулевым сигналом понимается сигнал на выходе преобразователя при $B^* = 0$.

1. С увеличением магнитной индукции в ряде случаев происходит резкое увеличение асимметрии диаграммы направленности предварительно сбалансированного преобразователя Холла, проявляющееся в изменении $U_{\max}(+B^*)/U_{\max}(-B^*)$. На рис. 1, г даны диаграммы направленности преобразователя Хол-

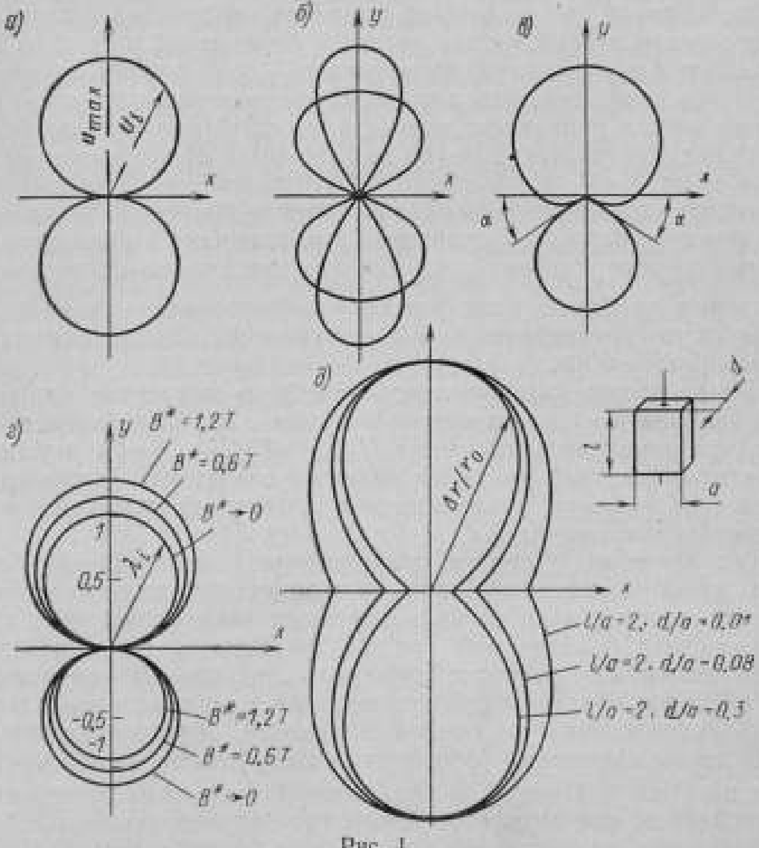


Рис. 1.

ла типа Х112, определенные при значениях магнитной индукции 0,01; 0,6 и 1,2 Т. (Для удобства сопоставления диаграмм направленности, определенных при различных значениях B^*, на графиках откладывалась величина $\lambda_l = \dfrac{U_l(B^*)}{|B^*| S_{B^*\to 0}}$, другими словами, производилось нормирование диаграмм). Увеличение асимметрии диаграммы направленности обуславливает зависимость градуировочной кривой преобразователя от направления вектора $\vec{B}$ по отношению к его магнитной оси и, следовательно, приводит к дополнительным погрешностям при измерении магнитной индукции переменных полей, а также постоянных полей в тех случаях когда прибор должен нормально функционировать при любом угле между $\vec{B}$ и $\vec{i}^0_м$.

2. Если нулевой сигнал преобразователя предварительно скомпенсирован тем или иным способом, то его диаграмма направленности в слабом поле является правильной и угол α между осью x и положением магнитной оси соответствующим $U_1=0$ (см. рис. 1, *в*), равен нулю. С увеличением магнитной индукции иногда происходит возрастание α. Например, для некоторых преобразователей Холла из InSb было обнаружено увеличение α на 2—3°. Необходимо отметить, что такое увеличение асимметрии диаграммы направленности с ростом B* наблюдается намного реже, чем описанное в п. 1, однако в ряде случаев оно может иметь решающее значение при оценке погрешности некоторых приборов, если учесть, что направление вектора $\vec{B}$ очень часто определяется не по максимуму, а по минимуму выходной величины.

Целью проведенных исследований было выявление природы этих явлений и их количественная оценка. В дальнейшем покажем, что изменение отношения $U_{max}(+B)/U_{max}(-B)$ и угла α с ростом магнитной индукции является следствием магниторезистивного эффекта, приводящего к изменению нулевого сигнала преобразователя Холла.

Как известно, наиболее существенную часть нулевого сигнала преобразователя Холла составляет напряжение неэквипотенциальности, которое является следствием асимметрии преобразователя, вызываемой рядом причин: несимметричным расположением холловских электродов, неравномерной толщиной активной пластины преобразователя и ее неоднородностью. Часть напряжения неэквипотенциальности, обусловленная первыми двумя причинами (обозначим ее $U'_{нэ}$), линейно зависит от тока питания I. Иногда ее называют резистивным остаточным напряжением или первичной асимметрией преобразователя Холла в отличие от вторичной асимметрии преобразователя, под которой подразумевается часть напряжения неэквипотенциальности (обозначим ее $U''_{нэ}$), обусловленной неоднородностью активной пластины преобразователя и нелинейно зависящую от тока I.

Предположим, что перед помещением в магнитное поле напряжение неэквипотенциальности было полностью скомпенсировано, например, с помощью постороннего источника питания.

---

* Причина нелинейной зависимости $U'_{нэ}$ от тока I заключается в том, что вследствие неоднородности пластины преобразователя и наличия градиентов удельного сопротивления пластина нагревается током неравномерно, что приводит к дополнительному разбалансу преобразователя.

Пусть также толщина пластины преобразователя достаточно мала, и изменением ее сопротивления под действием составляющей магнитной индукции $B_{\perp}$, нормальной к $\vec{i}_{м}^{0}$, можно пренебречь. В этом случае, как уже было сказано, при $B^* \to 0$ диаграмма направленности преобразователя будет практически правильной и симметричной. С увеличением B^* происходит соответственное увеличение сопротивления активной пластины преобразователя, что приводит в режиме заданного тока к изменению составляющей напряжения неэквипотенциальности $U'_{нэ}$ и появлению на выходе преобразователя дополнительного напряжения $\Delta U'_{нэ}(B_{\parallel})$ ($B_{\parallel}$ — составляющая магнитной индукции, параллельная $\vec{i}_{м}^{0}$). Естественно, что в режиме заданного напряжения изменения $U'_{нэ}$ с увеличением B^* не происходит. Если пластина преобразователя выполнена из неоднородного материала, то сопротивление отдельных ее участков в магнитном поле будет изменяться неодинаково, так как концентрация носителей заряда, а следовательно, и их подвижность в отдельных частях пластины имеют различное значение. На рис. 2 приведены экспериментальные кривые зависимости сопротивления плеч преобразователя типа Х112 от магнитной индукции. Пересечение кривых свидетельствует о том, что зависимость $r = f(B)$ для отдельных частей пластины имеет различный характер. Таким образом, на выходе преобразователя Холла, выполненного из неоднородного материала, появится также дополнительное напряжение $\Delta U''_{нэ}(B_{\parallel})$. Поскольку эффект Холла является нечетным, а эффект магнитосопротивления — четным, то например, при условно положительном направлении $B_{\parallel}$ (совпадающем с направлением $\vec{i}_{м}^{0}$) напряжение на электродах Холла U_{t} будет равно сумме э. д. с. Холла и приращения напряжения неэквипотенциальности $\Delta U_{нэ}(B_{\parallel}) = \Delta U'_{нэ}(B_{\parallel}) + \Delta U''_{нэ}(B_{\parallel})$, т. е. $U_{t}(B_{\parallel}) = \varepsilon_{x}(B_{\parallel}) \pm \pm \Delta U_{нэ}(B_{\parallel})$, а при условно отрицательном направлении $B_{\parallel}$ — разности этих величин

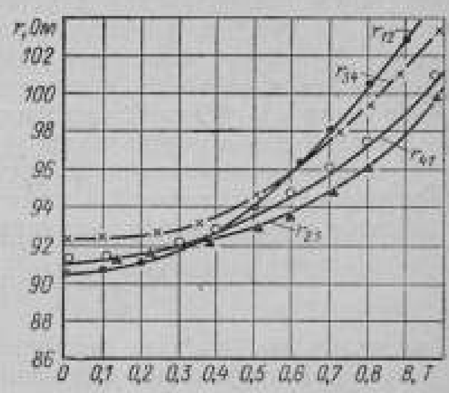


Рис. 2.

$$U_{t}(-B_{\parallel}) = \varepsilon_{x}(-B_{\parallel}) \pm \Delta U_{нэ}(-B_{\parallel}) = -\varepsilon_{x}(B_{\parallel}) \pm \Delta U_{нэ}(B_{\parallel}).$$

Это приводит к увеличению асимметрии диаграммы направленности, обусловленной ростом магнитной индукции, т. е. к увеличению (или уменьшению) отношения $U_{\max}(+B^*)/U_{\max}(-B^*)$.

При рассмотрении механизма увеличения асимметрии диаграммы направленности преобразователя Холла с ростом B^*, проявляющейся в изменении отношения $U_{\max}(+B^*)/U_{\max}(-B^*)$, было сделано предположение, что изменением сопротивления пластины преобразователя под действием $B_\perp$ можно пренебречь. Однако в ряде случаев этого сделать нельзя. На рис. 1, б показаны экспериментальные диаграммы направленности преобразователей магнитосопротивления, имеющих примерно ту же длину и ширину, что и активная пластина преобразователя Холла, но различную толщину d. Уже при отношении толщины преобразователя к его ширине порядка 0,01 с изменением сопротивления пластины преобразователя под действием $B_\perp$ следует считаться. Таким образом, становится понятным и механизм изменения угла α с ростом магнитной индукции, являющегося следствием возникновения $\Delta U_{нэ}(B_\perp)$. Действительно, если преобразователь Холла помещен в поле так, что $B_\parallel=0$, а $B_\perp=B^*$ (т. е. вектор B^* лежит в плоскости пластины преобразователя), то и в этом случае, очевидно, появится величина $\Delta U_{нэ}(B_\perp)$. Следовательно, для получения $U_1=0$ преобразователь Холла необходимо дополнительно повернуть на угол $\Delta\alpha$, так чтобы приращение напряжения неэквипотенциальности оказалось скомпенсированным возникшей при этом э. д. с. Холла.

В этом случае должно выполняться равенство

$$\Delta U_{нэ}(B_\perp, B_\parallel) = SB_\parallel.$$

При малых $\Delta\alpha$ (порядка нескольких градусов) $B_\parallel \ll B_\perp$ и влиянием его на напряжение неэквипотенциальности можно пренебречь. Тогда, принимая во внимание, что $B_\parallel = B^*\sin(\Delta\alpha)$, из последнего равенства получим

$$\Delta\alpha = \arcsin \frac{\Delta U_{нэ}(B_\perp)}{SB^*}. \qquad (1)$$

Для определения численного значения $\Delta\alpha$ необходимо выразить $\Delta U_{нэ}(B) = \Delta U'_{нэ}(B) + \Delta U''_{нэ}(B)$ через геометрические размеры преобразователя Холла и параметры полупроводникового материала. Составляющая напряжения неэквипотенциальности $\Delta U'_{нэ}(B)$ может быть определена как приращение напряжения на некотором сопротивлении $r'_{нэ} = \frac{U_{нэ}}{I}$, где $U'_{нэ}$ — первичной асимметрии преобразователя Холла при отсутствии магнитного поля. Таким образом,

$$\Delta U'_{нэ}(B) = I\Delta r'_{нэ}(B) = I\frac{\partial r_{нэ}}{\partial B}B. \qquad (2)$$

Согласно общей теории магниторезистивного эффекта для полупроводников с атомной решеткой, наиболее часто используемых при изготовлении преобразователей Холла,

$$r(B) = r(0)\,[1 + A\,(uB)^k], \tag{3}$$

где $A = \frac{9\pi}{16}\left(1 - \frac{\pi}{4}\right)$; $1 \leqslant k \leqslant 2$ в зависимости от значения B и геометрической формы пластины преобразователя [2].

С учетом выражения (3) формула (2) принимает вид

$$\Delta U'_{\text{нэ}}(B) = \xi A I k\,(uB)^k\, r'_{\text{нэ}} = A\xi I k K'_{\text{нэ}}\, r_{\text{т}}\,(uB)^k, \tag{4}$$

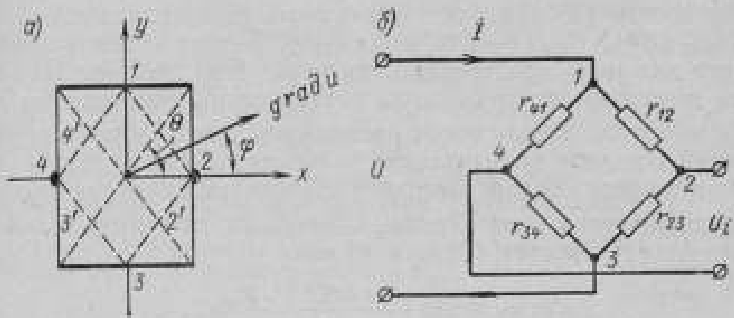


Рис. 3.

где ξ — коэффициент, учитывающий форму преобразователя. Например, для преобразователя Холла с размером активной пластины $4\times2\times0{,}1$ мм³ $\xi = 4$ в том случае, когда направление $\vec{B}^*$ совпадает с $\vec{i}^{\,0}_{\text{м}}$ и $\xi \approx 1$, если $\vec{B}^* \perp \vec{i}^{\,0}_{\text{м}}$ (т. е. вектор лежит в плоскости пластины преобразователя).

Для нахождения $\Delta U'_{\text{нэ}}(B)$ примем следующие допущения: 1) концентрация носителей заряда n изменяется в объеме слитка, из которого вырезана пластина преобразователя, монотонно (производные $\partial n/\partial x$ и $\partial n/\partial y$ конечны); 2) размеры активной пластины преобразователя достаточно малы, так что в ее пределах $\overline{\text{grad}}\,n = \text{const}$ и $\overline{\text{grad}}\,u = \text{const}$ (рис. 3, *а*). Тогда, воспользовавшись мостовой эквивалентной схемой замещения преобразователя Холла (рис. 3, *б*) и методикой расчета $\Delta U''_{\text{нэ}}$, изложенной в работе [3] (применительно к случаю однородного полупроводника и неоднородного поля), получим

$$\Delta U''_{\text{нэ}}(B) = \frac{IS}{32 r_{\text{т}}(B)}\left[\frac{\partial r(B)}{\partial B}\right]^2 |\text{grad}\,u|^2 \sin 2\varphi,$$

где $S = 4ab$ — площадь активной пластины; $I = \frac{U}{r_{\text{т}}}$ — ток питания.

С учетом (3), последнее выражение примет вид

$$\Delta U''_{нэ}(B) = A^2 \frac{IS\xi^2}{32 r_т(B)} k^2 u^{2(k-1)} B^{2k} |\mathrm{grad}\, u|^2 \sin 2\varphi.$$

Полное приращение напряжения неэквипотенциальности

$$\Delta U_{нэ}(B) = AIk(uB)^k \xi r_т \Big[K'_{нэ} + {} + A\frac{S\xi}{32 r_т(B)^2} k u^{k-2} B^k |\mathrm{grad}\, u|^2 \sin 2\varphi\Big]. \quad (5)$$

Выражение (5) позволяет установить функциональные связи для $U_{max}(B^*)$, $U_{max}(-B^*)$ и $\Delta\alpha(B^*)$. Вместе с тем использовать его для непосредственного расчета этих величин в общем случае довольно трудно из-за сложности определения $K'_{нэ}$, $\mathrm{grad}\, u$ и $\sin 2\varphi$. Ввиду этого рассмотрим один частный случай, имеющий большое практическое значение. Будем считать, что преобразователь Холла выполнен из однородного материала, для которого $\overline{\mathrm{grad}}\, u = 0$. Тогда $K'_{нэ} = K_{нэ}$ и, например, выражение для $\Delta\alpha$ (1) с учетом (5) примет вид

$$\Delta\alpha = \arcsin \frac{AIk(uB)^k \xi r_т K_{нэ}}{SB^*}. \quad (6)$$

На рис. 4 показан график функции $\Delta\alpha = f(B^*)$, вычисленный по формуле (6) для преобразователя Холла из InSb, имеющего следующие технические характеристики: размер активной пластины $4\times2\times0{,}15$ мм^2; входное сопротивление $r_т = 0{,}1$ Ом; ток питания $I = 50$ мА; чувствительность при заданном токе питания $S = 10$ мВ/Т; коэффициент неэквипотенциальности $K_{нэ} = 0{,}02$; $\xi = 1$; подвижность носителей заряда $u = 40.000$ см^2/В·с при концентрации $2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Здесь приведены и результаты экспериментального определения $\Delta\alpha = f(B^*)$ для такого же преобразователя. Следует заметить, что значение тока питания преобразователя Холла умышленно выбрано значительно меньше, чем позволяет его допустимая рассеиваемая мощность. Сделано это для того, чтобы по возможности снизить погрешность экспериментального определения $\Delta\alpha = f(B)$, обусловленную дополнительным разогревом пластины преобразователя (вследствие увеличения ее сопротивления в магнитном поле) и появлением на его выходе приращения напряжения неэквипотенциаль-

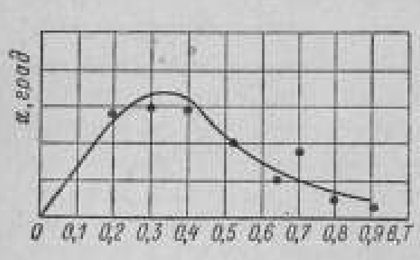


Рис. 4.

ности, связанного с изменением температуры $\Delta U'_{нэ}(T)$ и $\Delta U''_{нэ}(T)$. Из этих же соображений выбрана и концентрация носителей заряда ($n=2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$), при которой температурный коэффициент сопротивления близок к нулю в области комнатных температур.

Анализ выражения (5) позволяет дать также определенные рекомендации относительно способов уменьшения асимметрии диаграммы направленности преобразователей Холла и приращения угла $\Delta\alpha$. Это прежде всего снижение первичной асимметрии преобразователя (коэффициента неэквипотенциальности $K'_{нэ}$), повышение однородности полупроводниковой пластины (т. е. уменьшение $\operatorname{grad} u$) и уменьшение ее геометрических размеров — площади и толщины (последняя влияет на коэффициент ξ при определении $\Delta\alpha$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В. Феррозонды, «Энергия», 1970.
2. Котенко Г. И. Магниторезисторы. «Энергия», 1972.
3. Щелкин А. П. Измерение параметров неоднородных магнитных полей с помощью преобразователей Холла. Труды метрологических институтов СССР, вып. 140 (200). Изд-во стандартов, 1971.

Поступила в редакцию
16.10.1972 г.

УДК 621.317.444.082:538.632

М. И. ВАССЕРМАН, А. П. ЩЕЛКИН
ВНИИМ

НОВЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ, ОСНОВАННЫЕ НА ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА

Приборы для измерения магнитной индукции постоянных полей с преобразователями Холла (холловские магнитометры) находят все более широкое применение в практике магнитных измерений. Основными достоинствами этих приборов являются простота конструкции и электрической схемы, высокая надежность и исключительно малые размеры первичного преобразователя, что обеспечивает возможность измерения в узких зазорах и малых объемах. Кроме того, следует отметить практически полное отсутствие влияния первичного преобразователя на измеряемый объект. Как правило, рабочие холловские магнитометры состоят из преобразователя Холла, питаемого от источника постоянного тока (батареи или электронного стабилизатора), и показывающего прибора, предназначенного для измерения э. д. с. Холла [1, 2, 3]. Диапазон измерения лежит в пределах от 0,1 до 1,5—2 Т, погрешность измерения составляет 1—3%. Основные трудности, возникающие при разработке подобных магнитометров, состоят в обеспечении заданной точности измерения при больших значениях магнитной индукции и расширении диапазона измерения в сторону меньших значений без существенного усложнения конструкции прибора. Снижение точности холловских магнитометров с ростом магнитной индукции связано с нелинейностью градуировочной кривой преобразователя Холла, причем, как правило, степень нелинейности даже у преобразователей одного типа не остается постоянной. Последнее затрудняет построение унифицированной нелинейной шкалы магнитометра. Применение же линейной шкалы приводит к значительным погрешностям измерения. Например, холловский магнитометр Ф4354/1 имеет основную погрешность 2,5% в диапазонах измерения 0—0,15 Т; 0—0,3 Т и 0,—0,6 Т и 10% в диапазоне 0—1,5 Т. В ряде случаев при разработке используются различные схемы линеаризации зависимости выходного напряжения преобразователя Холла от магнитной индукции $U_{вых}=f(B)$. Одна из таких схем использована в магнитометре ИМИ-3 (Е 11-3), имеющем диапазон измеряемой магнитной индукции 0,01—1,6 Т и основную погрешность 1,5%. Однако применение любых схем линеаризации значительно усложняет конструкцию магнитометра и намного затрудняет его настройку. Нижний предел измерения холловских магнитометров при питании преобразователя Холла от источника постоянного тока ограничен прежде всего термо-э. д. с., имеющей значения от 0,1—0,2 мВ/град для преобразователей Холла из InSb и 1,2 мВ/град для преобразователей из Ge. (Отметим, что верхний предел измерения наиболее чувствительных щитовых милливольметров равен 0,5—1 мВ). Влияние термо-э. д. с. можно полностью исключить и тем самым значительно снизить порог чувствительности холловского магнитометра путем перехода на переменный ток питания преобразователя Холла. Тем не менее к этой мере прибегают сравнительно редко из-за резкого усложнения схемы прибора, снижения его помехозащищенности, а часто и увеличения погрешности измерения.

Рассмотрим несколько новых холловских магнитометров, разработанных во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева и в значительной мере свободных от перечисленных недостатков.

Тесламетр Т-1 предназначен для измерения магнитной индукции средних и сильных постоянных магнитных полей в диапазоне 0—2 Т в узких зазорах (начиная с 0,8 мм). Схема прибора приведена на рис. 1. Преобразователь Холла питается от электронного стабилизатора тока, собранного на транзисторах Т1-Т8. Коэффициенты стабилизации стабилизатора по сопротивлению нагрузки и напряжению сети равны 1000. Э. д. с. Холла измеряется милливольтметром М136 класса 1,0 с пределом измерения 0,5 мВ. Установка нуля прибора (компенсация напряжения неэквипотенциальности) осуществляется с помощью сопротивления R15, подключенного параллельно одному из плеч преобразователя Холла. Отличительной особенностью тесламетра является отсутствие цепей температурной компенсации, а также устройств для линеаризации зависимости $U_{вых}=f(B)$. Это достигается применением преобразователя из высоколегированного антимонида индия с концентрацией носителей заряда $n=7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Отклонение от линейности градуировочной кривой не превышает 0,5% в диапазоне полей 0—2 Т. Остальные параметры преобразователя имеют следующие значения: входное сопротивление 1 Ом, номинальный ток питания 100 мА, чувствительность при номинальном токе 0,1 В/Т, температурные коэффициенты постоянной Холла и сопротивления соответственно 0,01 и 0,1%/град. Преобразователь Холла вмонтирован в зонд с размерами рабочей части 80×3×0,8 мм³. Диапазон измерения тесламетра Т-1 разбит на восемь поддиапазонов: 0—0,01; 0—0,025; 0—0,05; 0—0,1; 0—0,25; 0—0,5; 0—1 и 0—2 Т. Основная погрешность — не более 1,5% на всех поддиапазонах. Дополнительная температурная погрешность — не более 1% на 10° С. Габариты: 300×200×180 *мм*^{3}.

Магнитометр Т-1/А разработан на базе тесламетра Т-1 и отличается от него лишь конструкцией измерительного зонда. Прибор предназначен для измерения тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля вблизи поверхности ферромагнитных образцов на расстоянии от нее 0,15 *мм* и больше.

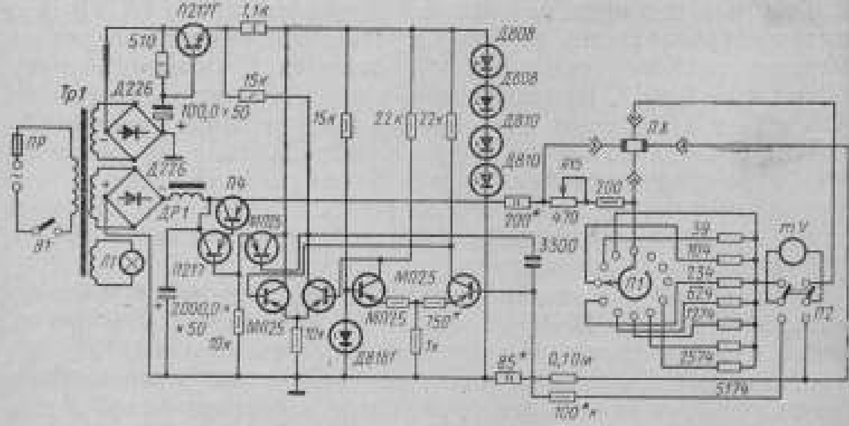


Рис. 1. Схема тесламетра Т-1.

В магнитометре использованы миниатюрные преобразователи Холла, изготовленные из игольчатых кристаллов антимонида индия InSb [4]. Размер активной пластины преобразователя: 0,3×0,1×0,02 мм^3, чувствительность — около 0,05 В/Т при токе питания 50 мА. Благодаря столь малым размерам нестабильность термо-э.д.с. на выходе преобразователя, обусловленная случайными изменениями градиента температуры вдоль его активной пластины, не превышает порога чувствительности используемого милливольтметра. Систематическая составляющая температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности значительно уменьшена путем выбора оптимальной (с этой точки зрения) концентрации носителей заряда $n=2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ [5]. Преобразователь Холла вмонтирован в специальную измерительную головку, которая с помощью микрометрических винтов может перемещаться вдоль трех координатных осей. Это дает возможность не только исследовать топографию магнитного поля, но и производить интерполяцию напряженности поля на поверхности образца. Диапазон измеряемой напряженности магнитного поля 50—50 000 А/м, основная погрешность измерения не превышает 1,5%.

Миллитесламетр Т-2 предназначен для измерения магнитной индукции полей рассеивания, остаточной индукции в магнитных системах электрических машин, определения коэффициентов экранирования магнитных экранов и других целей. Принципиальная схема прибора показана на рис. 2. Преобразователь Холла питается от источника напряжения с низким выходным сопротивлением (порядка 0,3 Ом). Форма напряжения — двухполярные, практически прямоугольные импульсы. Конструктивно источник напряжения выполнен в виде понижающего трансформатора с коэффициентом трансформации 1/40, первичная обмотка которого подключена к выходу параметрического стабилизатора и ограничителя амплитуды, состоящего из четырех стабилитронов Д810 и балластного резистора *R1*. Э.д.с. Холла

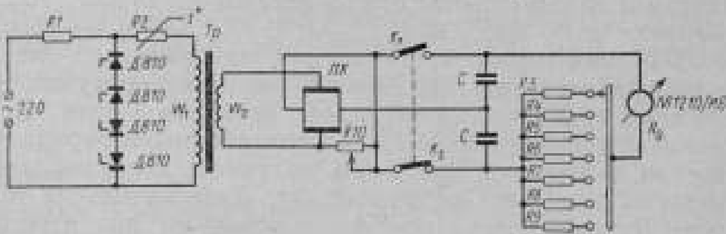


Рис. 2. Принципиальная схема миллитесламетра Т-2.

выпрямляется с помощью выпрямителя, собранного по схеме удвоения напряжения, и измеряется милливольтметром М1210/И6. Как показано в [6], при такой схеме среднее значение выпрямленного напряжения на выходе преобразователя Холла оказывается не зависящим от термо-э.д.с. В качестве ключей *K1* и *K2* использованы интегральные прерыватели 1КТ011. Соотношение между выходным сопротивлением преобразователя Холла $R_{вых}$ и внутренним сопротивлением милливольтметра выбрано таким образом, чтобы постоянная времени заряда конденсаторов $\tau_з = R_{вых}C$ была значительно меньше постоянной времени их разряда $\tau_р = 0{,}5\ CR_0$. С целью увеличения чувствительности в миллитесламетре использован преобразователь Холла, изготовленный из монокристаллического нелегированного антимонида индия с концентрацией носителей заряда $n = 2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Преобразователь с размерами активной пластины $4\times2\times0{,}02$ мм^3 имеет следующие параметры: чувствительность 2 В/Т при токе питания 100 мА, входное и выходное сопротивление порядка 10 Ом, температурные коэффициенты постоянной Холла, сопротивления и подвижности носителей заряда соответственно 1,4; 1,1 и 0,3%/град. Габариты рабочей части измерительного зонда, в которой вмонтирован преобразователь, составляют $4\times2\times120$ мм^3.

Одна из отличительных особенностей описываемого прибора состоит в питании холловского преобразователя от источника напряжения, а не от источника тока, как это принято. При этом э.д.с. Холла оказывается пропорциональной не постоянной Холла, а подвижности носителей заряда, температурный коэффициент которой значительно меньше температурного коэффициента постоянной Холла. Кроме того, при питании от источника напряжения исключается одна из составляющих температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности, обусловленная геометрической асимметрией активной пластины преобразователя и отличием от нуля температурного коэффициента сопротивления. Дополнительная температурная погрешность, связанная с температурной зависимостью подвижности носителей заряда, компенсируется с помощью термистора R_2.

Диапазон измерения миллитесламетра Т-2 разбит на семь поддиапазонов: 0—0,25; 0—0,5; 0—1; 0—2,5; 0—5; 0—10 и 0—25 мТ. Основная погрешность прибора определяется, главным образом, временной нестабильностью источника питания и нелинейностью градуировочной кривой преобразователя Холла, связанной с уменьшением подвижности носителей заряда при увеличении измеряемой магнитной индукции. Значение ее не превышает 2% на всех поддиапазонах. Дополнительная температурная погрешность не превышает основной при изменении температуры окружающей среды на 10° С. Габариты миллитесламетра $300\times250\times150$ мм³.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таранов С. Г. Измеритель магнитной индукции на эффекте Холла. «Измерительная техника», 1960, № 2.
2. Прибор с датчиком Холла для измерения магнитных полей. «Измерительная техника», 1961, № 5.
3. Василевская Д. П., Денисов Ю. Н., Дьяков Н. И. Холловский магнитометр. «Измерительная техника», 1966, № 3.
4. Петрушко И. А., Щелкин А. П. Миниатюрные преобразователи Холла для определения топографии магнитного поля. «Автометрия», 1969, № 5.
5. Савенко В. Г., Щелкин А. П. О температурном дрейфе нулевого сигнала преобразователей Холла. Труды метрологических институтов СССР, вып. 113 (173), «Энергия», 1971.
6. Щелкин А. П., Разин Г. И. Устройство для измерения напряженности магнитного поля. Авт. свид. № 318894. «Открытия изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1971, № 32.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 620.179.143.001.24+621.318.435.3

Д. Д. ГИДАСПОВ
ВНИИМ

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ИНДУКЦИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С МАЛЫМИ ЧАСТОТНЫМИ ПОГРЕШНОСТЯМИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОИЗВОДНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Вопросы проектирования преобразователей для измерения производной по времени напряженности низкочастотного магнитного поля отличаются своей спецификой и мало освещены в литературе. Вместе с тем измерение этой производной необходимо при изучении околоземного магнитного поля, исследовании процессов становления поля и т. д.

Рассмотрим расчет параметров индукционного преобразователя для измерения производной напряженности магнитного поля в диапазоне частот от $f_{min}\to 0$ до $f_r = 10 \div 15$ Гц.

Типовая схема входной цепи магнитометра с индукционным преобразователем приведена на рис. 1. Чувствительность $G(\omega)$ преобразователя к переменному магнитному полю, изменяющемуся по закону $H = H_m \sin \omega t$, определяется по формуле

$$G(\omega) = \frac{U_m}{H_m},$$

где U_m — амплитудное значение напряжения на сопротивлении нагрузки; H_m — амплитудное значение напряженности магнитного поля.

При использовании преобразователя для измерения производной dH/dt чувствительность его определяется в виде отношений

$$G'(\omega) = \frac{U_m}{H'_m}; \quad G'(\omega) = \frac{U_m}{H_m\,\omega},$$

где H'_m — амплитудное значение производной dH/dt;
$\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

Поскольку $G(\omega)=G'(\omega)\omega$, расчет индукционного преобразователя для измерения dH/dt с чувствительностью $G'(\omega)=A(\text{const})$ и погрешностью от нелинейности частотной характеристики m в диапазоне частот от $\omega_{min}\to 0$ до ω_r сводится к расчету преобразователя для измерения напряженности поля H с линейно-возрастающей характеристикой в указанном диапазоне частот. Характеристика такого преобразователя имеет вид $G(\omega)=A\omega$, а погрешность от нелинейности частотной характеристики имеет то же значение m. Вывод основных соотношений для расчета преобразователя удобнее вести, пользуясь чувствительностью $G(\omega)$, так как в ряде работ исследована зависимость ее от параметров входной цепи магнитометра. Для расчета преобразователя необходимо выяснить, при каких соотношениях между параметрами входной цепи и преобразователя достигается наибольшая линейность характеристики, при каких соотношениях она имеет наибольшую крутизну и не противоречат ли друг другу соотношения между параметрами.

В зависимости от параметров входной цепи различаются следующие режимы работы преобразователя [1]:

а) апериодический, когда емкость $C=0$;

б) критический, характеризующийся такими соотношениями параметров, при которых на частоте $\omega_0=1/\sqrt{LC}$ входная цепь работает в режиме критического затухания собственного переходного процесса;

в) режим настроенного в резонанс преобразователя, в котором на частоте $\omega_0=1/\sqrt{LC}$ происходит резкое увеличение чувствительности;

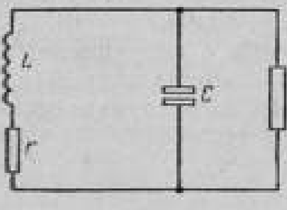


Рис. 1. Типовая схема входной цепи индукционного магнитометра:

L — индуктивность преобразователя; r — внутреннее сопротивление преобразователя; R — сопротивление нагрузки; C — шунтирующая емкость.

г) линеаризованный (промежуточный между *б* и *в*), близкий к критическому, но отличающийся тем, что параметры входной цепи выбраны из условия обеспечения наибольшей линейности начального участка частотной характеристики.

Режим настроенного в резонанс преобразователя нецелесообразно использовать для измерения производной dH/dt, так как линейность начального участка характеристики в этом режиме невелика. В остальных режимах характеристика $G(\omega)$ имеет в начале координат участок, близкий к линейно-возрастающему.

При оценке влияния параметров входной цепи на чувствительность преобразователя необходимо выяснить, насколько отличаются друг от друга линейность и крутизна его частотной характеристики в режимах *а*, *б* и *г*. Для этого рассмотрим характеристики одного и того же преобразователя с известными

L и r, работающего на заданное сопротивление нагрузки R в различных режимах. Изменение режима работы достигается изменением емкости C (рис. 1)*. Частотную характеристику преобразователя во всех режимах работы можно представить в виде

$$G(\omega) = G(\omega_x) f(\gamma), \tag{1}$$

где $\gamma = \frac{\omega}{\omega_x}$; ω_x — частота, при которой характеристика имеет характерную точку (например, максимум); $G(\omega_x)$ — чувствительность при частоте ω_x.

В критическом и линеаризованном режиме характеристика имеет максимум и $G(\omega_x) = G_{max} = G(\omega_m)$; $\omega_x = \omega_m$, причем

$$\omega_x = \omega_m = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{r}{R}} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \sqrt{1 + \frac{r}{R}}. \tag{2}$$

В апериодическом режиме $G(\omega)$ непрерывно возрастает и за характерную частоту удобно принять $\omega_x = \omega_p$, при которой $G_p = \frac{G(\omega \to \infty)}{\sqrt{2}}$.

Для оценки влияния режима работы на характеристику преобразователя необходимо сравнить характерные частоты ω_x и чувствительности $G(\omega_x)$ и выявить вид функций $f(\gamma)$ для различных режимов.

Функция $f(\gamma)$ имеет вид [1]:

в апериодическом режиме

$$f_{\text{ап}}(\gamma) = \frac{\sqrt{2}\,\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}}; \tag{3}$$

в критическом режиме

$$f_{\text{кр}}(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(1-\gamma^2)^2}{4\gamma^2}}} = \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2}; \tag{4}$$

в линеаризованном режиме

$$f_{\text{л}}(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi \frac{(1-\gamma^2)^2}{\gamma^2}}}. \tag{5}$$

При этом имеет место следующее соотношение между параметрами входной цепи:

---

* Такой подход обусловлен тем, что при измерении низкочастотных полей влияние паразитных емкостей, как правило, начинает сказываться за пределами диапазона измерений, т. е. имеется возможность выбирать необходимую шунтирующую емкость C.

для критического режима

$$R = \frac{rQ^2}{1 + 2Q}; \tag{6}$$

для линеаризованного режима

$$R = a\frac{rQ^2}{1 + 2Q}; \quad \xi = \frac{a(Q^2 + 2Q + 1)}{(a + 2Q + 1)^2}, \tag{7}$$

где $Q = \frac{\omega_0 L}{r}$ — собственная добротность контура L, C, r.

Характерную частоту ω_x можно выразить через параметры входной цепи

$$\omega_x = \frac{R}{L} f\left(\frac{r}{R}\right). \tag{8}$$

Функция $f\left(\frac{r}{R}\right)$ для апериодического режима [1]

$$f_{\text{ап}}\left(\frac{r}{R}\right) = 1 + \frac{r}{R}. \tag{9}$$

Для критического режима вид функции $f\left(\frac{r}{R}\right)$ находится при решении выражений (2) и (6) относительно $\omega_m = \omega_x$ и приведении выражения для ω_x к виду (8)

$$f_{\text{кр}}\left(\frac{r}{R}\right) = 1 + \frac{r}{R} \pm \sqrt{1 + \frac{r}{R}}. \tag{10}$$

Для линеаризованного режима вид функции находится из выражений (2) и (7)

$$f_{\text{л}}\left(\frac{r}{R}\right) = \frac{1}{\sqrt{4\xi}}\left[1 + \frac{r}{R} \pm \sqrt{1 + \frac{r}{R}} \cdot \sqrt{1 + \frac{r}{R} \quad 1\xi)}\right]. \tag{11}$$

Можно показать, что выражение шунтирующей емкости в последних двух режимах имеет вид

$$C = \frac{1 + \frac{r}{R}}{\omega_m R f\left(\frac{r}{R}\right)}. \tag{12}$$

Характерную чувствительность $G(\omega_x)$ удобно выразить через параметры входной цепи

$$G(\omega_x) = M\omega_x F\left(\frac{r}{R}\right), \tag{13}$$

где M — постоянная преобразователя по напряженности магнитного поля.

Функция для апериодического режима $F\left(\frac{r}{R}\right)$ [1]

$$F_{\text{ап}}\left(\frac{r}{R}\right)=\frac{1}{\sqrt{2}\left(1+\frac{r}{R}\right)}. \qquad (14)$$

Для критического и линеаризованного режима функция $F\left(\frac{r}{R}\right)$ находится из известного выражения [1] для максимальной чувствительности преобразователя, работающего по схеме рис. 1

$$G(\omega_x)=G_{\max}=\frac{MR}{L\left(1+\frac{rR}{\omega_0^2 L^2}\right)}. \qquad (15)$$

Путем подстановки в (15) выражений (8) и (2) и приведения его к виду (13) получим

$$F\left(\frac{r}{R}\right)=\frac{f\left(\frac{r}{R}\right)}{f^2\left(\frac{r}{R}\right)+\frac{r}{R}\left(1+\frac{r}{R}\right)}.$$

После подстановки (10) и (11) находим:
для критического режима

$$F_{\text{кр}}\left(\frac{r}{R}\right)=\frac{1}{2\left(1+\frac{r}{R}\right)}; \qquad (16)$$

для линеаризованного режима

$$F_{\text{л}}\left(\frac{r}{R}\right)=\frac{\sqrt{4\xi}}{2\left(1+\frac{r}{R}\right)}. \qquad (17)$$

При рассмотрении работы одного и того же преобразователя в разных режимах на одно и то же сопротивление нагрузки из формул (8) и (15) получим соотношение между характерными частотами и чувствительностями в различных режимах

$$\frac{\omega_{x\,\text{ап}}}{f_{\text{ап}}\left(\frac{r}{R}\right)}=\frac{\omega_{x\,\text{кр}}}{f_{\text{кр}}\left(\frac{r}{R}\right)}=\frac{\omega_{x\,\text{л}}}{f_{\text{л}}\left(\frac{r}{R}\right)}; \qquad (18)$$

$$\frac{G_{\text{ап}}(\omega_x)}{\omega_{x\,\text{ап}}F_{\text{ап}}\left(\frac{r}{R}\right)}=\frac{G_{\text{кр}}(\omega_x)}{\omega_{x\,\text{кр}}F_{\text{кр}}\left(\frac{r}{R}\right)}=\frac{G_{\text{л}}(\omega_x)}{\omega_{x\,\text{л}}F_{\text{л}}\left(\frac{r}{R}\right)}. \qquad (19)$$

Как видно из формул, соотношение между характерными частотами и чувствительностями зависит только от отношения

r/R. Разница между режимами наиболее существенна при $\frac{r}{R} \to 0$. Подставляя в (18) и (19) выражения функций $f\left(\frac{r}{R}\right)$ и $F\left(\frac{r}{R}\right)$ и приравнивая $\frac{r}{R}=0$, находим*

$$\omega_{x\,\text{кр}} = \sqrt{4\xi}\,\omega_{x\,\text{л}} = 2\omega_{x\,\text{ап}};$$
$$G_{\text{кр}}(\omega_x) = G_{\text{л}}(\omega_x) = \sqrt{2}\,G_{\text{ап}}(\omega_x). \tag{20}$$

В соответствии с полученными результатами по формуле (1) с учетом выражений (3) — (5) и (20) построены частотные характеристики для рассматриваемых режимов при $\frac{r}{R}=0$ (для линеаризованного режима при $\xi=0{,}6$ и $\xi=1{,}0$). На всех характеристиках отмечена точка, до которой $m \leqslant 2\%$, и точка, до которой $m \leqslant 4\%$.

Из рассмотрения характеристик ясно, что наиболее перспективно использование линеаризованного режима при $\xi=0{,}6$—$0{,}7$, где линейность сохраняется в более широком диапазоне частот и средняя крутизна характеристики выше, чем в других режимах. В критическом режиме линейность характеристики и крутизна ее выше, чем в апериодическом, но хуже, чем в линеаризованном режиме при $\xi=0{,}6$—$0{,}7$. Однако с ростом отношения $\frac{r}{R}$ разница между режимами сглаживается.

Выражение для чувствительности преобразователя $G'(\omega)$ к производной dH/dt из формул (1) и (13) с учетом $G'(\omega)=\frac{G(\omega)}{\omega}$ имеет вид

$$G'(\omega) = M\frac{\omega_x}{\omega} f(\gamma) F\left(\frac{r}{R}\right). \tag{21}$$

Известно, что [1]

$$M = \mu_{\text{т}} S_{\text{э}} W, \tag{22}$$

где $S_{\text{э}}$ — эквивалентная площадь поперечного сечения преобразователя; W — число витков катушки; $\mu_{\text{т}}$ — магнитная проницаемость сердечника (тела), зависящая от магнитной проницаемости материала сердечника и коэффициента размагничивания, определяемого соотношением размеров и конфигурацией сечения сердечника. Методика определения $\mu_{\text{т}}$, учет отношений длин и диаметров сердечника и катушки приводятся в ряде работ (например, [1]).

В выражение для M входят не только параметры сердечника, но и параметры катушки. Для выявления зависимости $G'(\omega)$ от основных параметров преобразователя выразим параметры

* При этом во всех формулах берется знак «+», так как при знаке «—» крутизна характеристик значительно меньше.

катушки через параметры сердечника и сопротивление нагрузки, используя связь между числом витков катушки и ее индуктивностью. В работе [2] имеется указание, что индуктивность преобразователя со стержневым сердечником с достаточной точностью (особенно при тонкой катушке) определяется формулой

$$L = \frac{\mu_т S_c W^2}{l}, \tag{23}$$

где l — длина сердечника; S_c — площадь поперечного сечения сердечника.

Тогда из (8) и (23)

$$W = \sqrt{\frac{Rl}{\omega_z \mu_т S_c} f\left(\frac{r}{R}\right)}. \tag{24}$$

Подставляя (24) в выражение (22), имеем (принимая $S_з = S_c$):

$$M = \frac{\sqrt{\mu_т S_c Rl}}{\sqrt{\omega_z}} \sqrt{f\left(\frac{r}{R}\right)}. \tag{25}$$

Обозначим

$$K = \sqrt{\mu_т S_c lR}. \tag{26}$$

Подставляя (25) и (26) в выражения (21) и (26) в (24), получим

$$G'(\omega) = \frac{K}{\sqrt{\omega_z}} \sqrt{f\left(\frac{r}{R}\right) \frac{\omega_z}{\omega} f(\gamma)} \, F\left(\frac{r}{R}\right) =$$

$$= \frac{K}{\sqrt{\omega}} F\left(\frac{r}{R}\right) \sqrt{f\left(\frac{r}{R}\right) \frac{f(\gamma)}{\sqrt{\gamma}}}; \tag{27}$$

$$W = \frac{Rl}{K} \sqrt{f\left(\frac{r}{R}\right)}. \tag{28}$$

Выражение (27) служит для определения чувствительности преобразователя в зависимости от параметров его сердечника и сопротивления нагрузки при различных режимах работы.

Подставляя значения $F\left(\frac{r}{R}\right)$; $f\left(\frac{r}{R}\right)$; $f(\gamma)$ в (27), имеем:

для апериодического режима

$$G'_{ап}(\omega) = \frac{K}{\sqrt{\omega}} \sqrt{\frac{\gamma}{1+\gamma^2}} \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r}{R}}}; \tag{29}$$

для критического режима

$$G'_{\text{кр}}(\omega)=\frac{K}{\sqrt{\omega}}\,\frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma^2}\,\frac{\sqrt{1+\frac{r}{R}+\sqrt{1+\frac{r}{R}}}}{1+\frac{r}{R}};\tag{30}$$

для линеаризованного режима

$$G'_{\text{л}}(\omega)=\frac{K}{\sqrt{\omega}}\cdot\frac{\sqrt{\gamma}\sqrt{1+\frac{r}{R}+\sqrt{1+\frac{r}{R}}\sqrt{1+\frac{r}{R}(1-4\xi)}}}{2\left(1+\frac{r}{R}\right)\sqrt{\gamma^2+\xi(1-\gamma^2)^2}}.\tag{31}$$

При этом, учитывая, что $\omega_m=\omega_x=\omega/\gamma$, из формулы (12) находим выражение для шунтирующей емкости в критическом и линеаризованном режимах

$$C=\frac{\left(1+\frac{r}{R}\right)\gamma}{\omega R f\left(\frac{r}{R}\right)}.\tag{32}$$

Формулы (30) и (31) справедливы при значениях суммарной паразитной емкости схемы $C_{\Sigma\,\text{пар}}<C$.

Задача заключается в том, чтобы по заданной номинальной чувствительности $G'_{\text{ном}}=A$ и заданной погрешности от нелинейности m определить близкие к оптимальным параметры преобразователя для работы в требуемом диапазоне частот от $\omega_{\min}\to 0$ до $\omega_{\text{г}}$. При расчете целесообразно использовать следующую методику. Из уравнения (1) определяется значение коэффициента $\gamma_{\text{г}}$, соответствующее граничной частоте $\omega_{\text{г}}$, при котором погрешность от нелинейности не превосходит заданного значения m. По заданной чувствительности $G'_{\text{ном}}=A$, граничной частоте $\omega_{\text{г}}$ и коэффициенту $\gamma_{\text{г}}$ из формулы (27) находится коэффициент $K_{\text{г}}$. При этом отношением r/R, входящим в формулу (27), следует задаться.

Коэффициент $K=\sqrt{\mu_{\text{т}}S_{\text{с}}lR}$ отражает связь между параметрами сердечника и сопротивлением нагрузки R. Сопротивление нагрузки обычно известно как входное сопротивление звена, следующего за преобразователем. При этом условии коэффициент K указывает на связь между двумя характерными параметрами сердечника преобразователя при работе его на заданное сопротивление нагрузки R. Например, очень наглядно выражение $K=\sqrt{\mu_{\text{т}}V_{\text{с}}}\,\sqrt{R}$, где $V_{\text{с}}=lS_{\text{с}}$ — объем сердечника. Рассчитанное значение $K_{\text{г}}$ определяет минимально необходимые объем и магнитную проницаемость сердечника для получения заданной характеристики $G'(\omega)$. Это значение $K_г$ может быть обеспечено различной комбинацией параметров сердечника.

Вопрос об оптимальном соотношении между параметрами преобразователя достаточно сложен и его рассмотрение выходит за рамки данной статьи. Увеличение $K > K_г$ уменьшает погрешность от нелинейности частотной характеристики, но приводит к увеличению объема сердечника. Однако при этом объем и масса всего преобразователя увеличиваются в меньшей степени, чем объем сердечника, так как число витков обратно

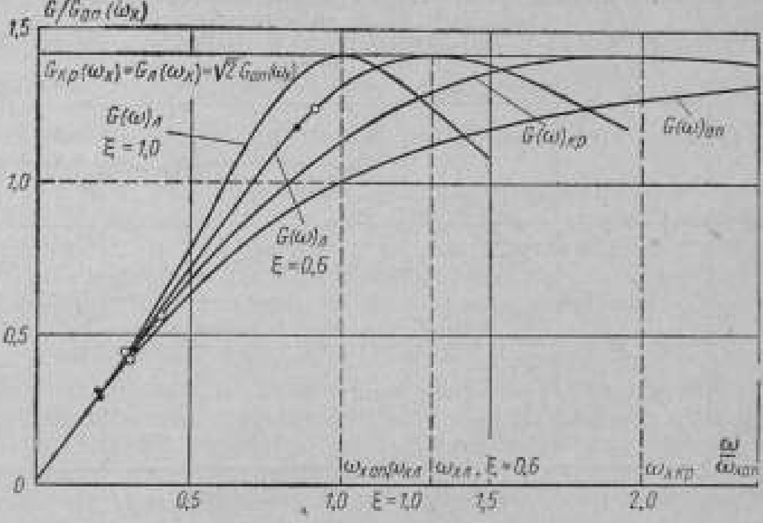


Рис. 2. Расчетные характеристики преобразователя (при $\frac{r}{R}=0$).

пропорционально K (см. формулу 28). После окончательного выбора параметров сердечника, обеспечивающих $K \geqslant K_г$, производится расчет числа витков и других параметров катушки преобразователя. В конце расчета определяется величина r/R и сравнивается с ее принятым значением. Минимальное значение $K_г$ и, следовательно, минимальные габариты преобразователя получаются при расчете преобразователя для работы в линеаризованном режиме. Однако приближенные расчеты лучше вести по более простым формулам критического режима.

Так, при $\frac{r}{R}=0$

для $\eta \leqslant 2\%$

$$\gamma_{г_{\text{оп}}} = 0{,}2; \quad K_{г_{\text{оп}}} = 2{,}28G'(\omega); \quad \gamma_{г_{\text{кр}}} = 0{,}15; \quad K_{г_{\text{кр}}} = 1{,}88G'(\omega)$$

$$\gamma_{г_{\text{л}}} = 0{,}65; \quad K_{г_{\text{л}}} = 1{,}38G'(\omega);$$

для $m \leqslant 4\%$

$$\gamma_{\text{г}_{\text{ап}}} \approx 0{,}3; \quad K_{\text{г}_{\text{ап}}} = 1{,}91G'(\omega); \quad \gamma_{\text{г}_{\text{кр}}} = 0{,}2; \quad K_{\text{г}_{\text{кр}}} = 1{,}65G'(\omega)$$

$$\gamma_{\text{г}_{\text{л}}} = 0{,}7; \quad K_{\text{г}_{\text{л}}} = 1{,}35G'(\omega).$$

Как видно, при малых r/R разница между режимами довольно существенна. Применение линеаризованного режима особенно эффективно тогда, когда задана малая погрешность m от нелинейности частотной характеристики.

По изложенной методике был рассчитан преобразователь для измерения производной dH/dt в диапазоне частот $0{,}1 \div 3$ Гц с чувствительностью $G'(\omega) \geqslant 1875 \frac{\text{мкВ}\cdot\text{с}}{\text{А/м}}$ и сопротивлением на-

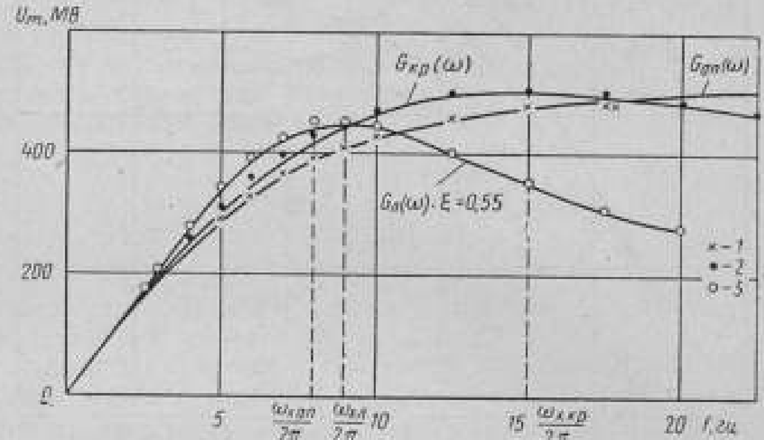


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные характеристики преобразователя

Расчетные характеристики при $\frac{r}{R} = \frac{1}{3}$, $G'(\omega) = 2500 \frac{\text{мкВс}}{\text{А/м}}$,

1, 2 и 3 — экспериментальные характеристики для апериодического ($G_{\text{ш}} = 0$); критического ($G_{\text{ш}} = 0{,}1$ мкф) и линеаризованного ($G_{\text{ш}} = 0{,}3$ мкф) режимов

грузки $R = 50$ кОм. В качестве сердечника был выбран призматический стержень из феррита марки НМ-2000 сечением $S_c = 9$ см^2. При расчете определена минимально необходимая длина сердечника $l = 22$ см. Параметры преобразователя при этом составляли: число витков катушки $W = 100\,000$, наружный диаметр $D_н = 55$ мм, диаметр провода $d_м = 0{,}13$ мм, внутреннее сопротивление $r = 18$ кОм. Отношение длины намотки к длине сердечника $\frac{l_w}{l} = 1$. Расчетная чувствительность преобразователя $G'(\omega) = 2430 \frac{\text{мкВ}\cdot\text{с}}{\text{А/м}}$. Для этого преобразователя при сопротивлении нагрузки $R=56$ кОм были сняты экспериментальные частотные характеристики в апериодическом, критическом и линеаризованном режимах.

Режим изменялся путем изменения шунтирующей емкости C. Экспериментальное определение характеристик проводилось с помощью катушек Гельмгольца, создавших в объеме преобразователя однородное поле разной частоты с одинаковой амплитудой H_m.

Графики экспериментальных характеристик приведены на рис. 3. Характеристики с погрешностью, не превышающей 5%, совпадают с теоретическими, рассчитанными по формулам (1) с учетом соотношений (3, 4, 5, 18, 19) для $r/R=1/3$. Для линеаризованного режима совпадение получается при $\xi=0{,}55\div0{,}6$. Чувствительность преобразователя составляет $G'(\omega)=2560\frac{\text{мкВ}\cdot\text{с}}{\text{А/м}}$.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Расчет преобразователя для измерения производной dH/dt в диапазоне частот от $f_{min}\to0$ до $f_г$ с номинальной чувствительностью $G'(\omega)=A$ и заданной погрешностью нелинейности m сводится к расчету преобразователя для измерения напряженности магнитного поля с характеристикой $G(\omega)=A\omega$ и той же погрешностью нелинейности.

2. Существует оптимальное соотношение между параметрами входной цепи магнитометра, обеспечивающее наибольшую чувствительность преобразователя и наибольшую линейность его частотной характеристики. Приводятся зависимости, связывающие вид частотной характеристики с параметрами входной цепи в оптимальном и других характерных режимах. Расчетные частотные характеристики хорошо совпадают с экспериментальными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мизюк Л. Я. Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей. Киев, «Наукова думка», 1964.

2. Баранский Л. Н. Расчет индукционного датчика для измерения слабых магнитных полей. В сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 28. «Недра», 1966.

3. Баранский Л. Н. Оптимальные параметры индукционного датчика с заданной частотной характеристикой. «Геофизическая аппаратура», вып. 29. «Недра», 1966.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 620.179.143.001.24+624.318.435.3.001.24

Ю. В. АФАНАСЬЕВ
ВНИИМ

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКЕ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ФЕРРОЗОНДАХ И МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Повышение точности измерений, проводимых с помощью феррозондов (ФЗ) и магнитных усилителей (МУ), требует уточнения теории и методов расчета этих устройств. При этом возникает необходимость получения наиболее общих выражений и формул, которые могли бы послужить основой анализа и расчета независимо от типа ФЗ или МУ и выбранной аппроксимации кривых $B(H)$.

Наиболее распространенный режим работы ФЗ и МУ характеризуется тем, что на используемые в них ферромагнитные сердечники воздействует главным образом переменное поле возбуждения. Амплитуду напряженности этого поля выбирают из условия $H_m > H_s$, где H_s — напряженность поля, соответствующая насыщению сердечников. Значение напряженности исследуемого поля обычно выбирают из условия $H_0 << H_s$, которое достигается, например, при разностном методе измерения. При соблюдении этих условий возможна параметрическая трактовка процессов, происходящих в ФЗ и МУ [1—10].

Сущность параметрической трактовки состоит в замене нелинейных уравнений преобразования линейными с переменными коэффициентами.

Параметрическая трактовка позволяет:

1) построить единую теорию ФЗ и МУ независимо от выбранного направления поля возбуждения (продольного или поперечного по отношению к направлению измеряемого поля);

2) рассмотреть работу ФЗ и МУ под нагрузкой [3, 6, 7], а также определить зоны генерации этих устройств на основной или половинной частоте возбуждения [9];

3) упростить выкладки, приблизив идеальные параметрические преобразователи [10—12] к преобразователям квазипара-

метрическим, к которым при соблюдении указанных условий мы и относим ФЗ и МУ.

Рассмотрим работу идеального параметрического преобразователя, две простейшие схемы которого показаны на рис. 1. На рис. 1, *а* изображена схема преобразователя, предназначенного для измерения однородных внешних полей и являющегося аналогом ФЗ. На рис. 1,*б* приведена схема преобразователя, который реагирует на циркулярное поле, создаваемое током входной обмотки и является аналогом МУ.

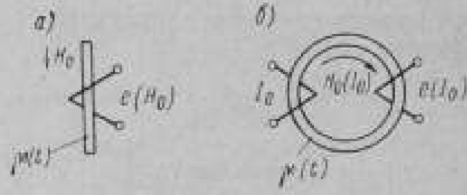


Рис. 1. Параметрические преобразователи:
а — аналог ФЗ; *б* — аналог МУ

Пусть относительная проницаемость сердечников μ будет заданной функцией времени (например, за счет воздействия механической энергии и периодического сжатия и растяжения сердечников) и, кроме того, не будет зависеть от напряженности измеряемого поля. Тогда с учетом простейшей связи

$$B(t) = \mu_0 \mu(t) H_0(t) \tag{1}$$

находим

$$e(t) = -w_2 S \mu_0 \left[\frac{d\mu}{dt} H_0(t) + \frac{dH_0}{dt} \mu(t)\right], \tag{2}$$

где e — э. д. с., наводимая в выходной (измерительной обмотке); w_2 — число витков измерительной обмотки; B — магнитная индукция в сердечнике; S — площадь поперечного сечения сердечника; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная; t — время.

Из выражения (2) следует, что э. д. с. в параметрическом преобразователе возникает и тогда, когда измеряемое поле постоянно, т. е. $H_0 = \mathrm{const}$. При этом э. д. с. оказывается пропорциональной напряженности измеряемого поля и скорости изменения магнитной проницаемости, а ее частота равной частоте изменения проницаемости.

Аналогичное выражение можно получить и для выходной э. д. с. ФЗ и МУ. Для этого в случае продольного возбуждения нелинейную зависимость $B(H_\Sigma)$, где H_Σ — напряженность суммарного поля, разлагают в ряд Тейлора [4, 8, 9]

$$B'(H'_\Sigma) = f'(H_1 + H_0) = \mu_0\left(\mu H_1 + \mu_д H_0 - \frac{d\mu_д}{dH_1} \cdot \frac{H_0^2}{2}\right);$$

$$B''(H''_\Sigma) = f''(-H_1 + H_0) = \mu_0\left(-\mu H_1 + \mu_д H_0 + \frac{d\mu_д}{dH_1} \cdot \frac{H_0^2}{2}\right), \tag{3}$$

причем с учетом ранее сделанных допущений ограничиваются тремя членами ряда. Здесь B' и B'' — мгновенные значения индукции в соответствующих сердечниках идеально сбалансированного ФЗ или МУ (рис. 2); H_1 и H_0 — мгновенные значения напряженности, возбуждающего и измеряемого полей; $\mu_\partial = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH_1}$ — мгновенное значение относительной дифференциальной проницаемости сердечников*. Э. д. с., наводимая в выходной обмотке, будет

$$e(t) = -w_2 S \frac{d}{dt}(B' + B'') = -2w_2 S\mu_0 \frac{d}{dt}(\mu_\partial H_0) =$$

$$= -2w_2 S\mu_0 \left[\frac{d\mu_\partial}{dt} H_0(t) + \frac{dH_0}{dt}\mu_\partial(t)\right]. \quad (4)$$

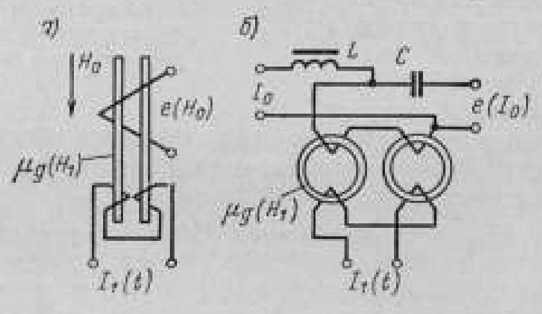


Рис. 2. Схемы ФЗ (*а*) и МУ (*б*) с продольным возбуждением

Это выражение отличается от выражения (2) только тем, что в нем вместо проницаемости сердечников в виде отношения $\mu = B/H$ используется дифференциальная проницаемость μ_∂.

В случае поперечного возбуждения ФЗ и МУ (см. рис. 3) и при тех же допущениях зависимость $B(H_\Sigma)$ представляется в виде [1, 9].

$$B(H_\Sigma) = \mu_0 \mu(H_\perp) H_\parallel = \mu_0\mu(H_1) H_0, \quad (5)$$

откуда

$$e(t) = -wS\mu_0\left[\frac{d\mu_\partial}{dt} H_0(t) + \frac{dH_0}{dt}\mu_\partial(t)\right]. \quad (6)$$

Последнее выражение уже точно совпадает с выражением (2).

* Проницаемости μ и μ_∂ сердечников применительно к ФЗ совпадают с соответствующими проницаемостями тела, применительно же к МУ — с соответствующими проницаемостями вещества (материала).

Сходство выражений (4) и (6) с (2), а также сходство некоторых явлений, сопровождающих процесс преобразования, позволяет рассматривать ФЗ и МУ как параметрические устройства.

В [13] отмечается, что представление, согласно которому э. д. с. ФЗ и МУ оказывается пропорциональной производной $d\mu_\partial/dt$, в принципе неверно, и что к решению задачи следует подходить, используя выражение

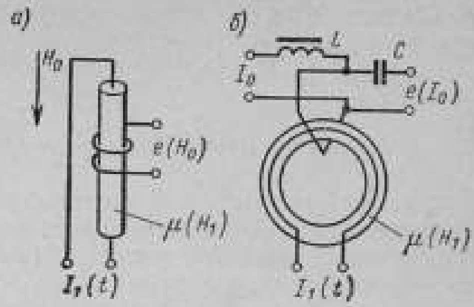


Рис. 3. Схемы ФЗ (*а*) и МУ (*б*) с поперечным возбуждением

$$\frac{dB}{dt} = \frac{dB}{dH} \cdot \frac{dH}{dt} = \mu_0 \mu_\partial \big|_{H=H_\Sigma} \frac{dH_\Sigma}{dt}, \tag{7}$$

где $\mu_\partial\big|_{H=H_\Sigma} \neq \mu_\partial\big|_{H=H_1}$, так как производная берется от суммарного поля.

Пусть $H_\Sigma = H_0 + H_1(t) = H_0 + H_m \sin\omega t$, где ω — круговая частота поля возбуждения. Тогда, например, при аппроксимации кривой перемагничивания укороченным полиномом вида $B = aH - bH^3$ получаем

$$\mu_0 \mu_\partial\big|_{H=H_\Sigma} \frac{dB}{dH_\Sigma} = a - 3b\,(H_0 + H_m \sin\omega t)^2 =$$

$$= a - 3bH_0^2 - \underline{6bH_0 H_m \sin\omega t} - \frac{3bH_m^2}{2} + \frac{3bH_m^2}{2}\cos 2\omega t. \tag{8}$$

С учетом (7), используя подчеркнутый член в (8), находим выражение для второй гармоники выходной э. д. с. ФЗ или МУ с двумя сердечниками

$$e_2(t) = -2w_2 S\,\frac{dB}{dt} = 12 w_2 S b H_0 H_m \sin\omega t\, \omega H_m \cos\omega t =$$

$$= 6\omega b w_2 S H_0 H_m^2 \sin 2\omega t, \tag{9}$$

где b — положительный коэффициент аппроксимации кривой $B(H)$.

Из (9) видно, что вторая гармоника э. д. с. возникает за счет перемножения производной от поля возбуждения с появляющейся при наличии измеряемого поля первой гармоникой дифференциальной проницаемости. В [13] подобный способ нахождения составляющих спектра выходной э. д. с. назван самым верным. Однако тот же результат может быть получен и иным путем.

С учетом (3), (4) и той же аппроксимации

$$\mu_0 \mu_\partial |_{H=H_1} = \frac{dB}{dH_1} = a - \frac{3}{2} bH_m^2 + \frac{3}{2} bH_m^2 \cos 2\omega t \tag{10}$$

и

$$e_2(t) = -2w_2 SH_0 \mu_0 \frac{d\mu_\partial}{dt} = 6\omega b w_2 SH_0 H_m^2 \sin 2\omega t. \tag{11}$$

Полученный результат точно совпадает с результатом (9), хотя в данном случае мы пользовались параметрическим языком.

Это совпадение не случайно. Если учесть, что

$$\mu_\partial = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH} = \frac{d[\mu(H)H]}{dH} = \frac{d\mu}{dH} H + \mu, \tag{12}$$

то выражение (7) можно представить в виде

$$\frac{dB}{dt} = \mu_0 \left(\frac{d\mu}{dH} H + \mu\right) \frac{dH}{dt} = \mu_0 \left(\frac{d\mu}{dt} H + \frac{dH}{dt} \mu\right). \tag{13}$$

Выражение (13) даже в отсутствии измеряемого поля имеет ту же структуру, что и выражение (2).

Как следует из (13), в нелинейных преобразователях одна из составляющих оказывается также пропорциональной скорости изменения магнитной проницаемости. Поэтому проводить резкую грань между нелинейными и параметрическими преобразователями вряд ли целесообразно.

По существу выражение (13) достаточно для обоснования концепции эквивалентности нелинейной и автопараметрической цепей. При $H_m = \text{const}$ для поля возбуждения, равно как и для измеряемого поля, совершенно безразлично, за счет чего происходит изменение магнитной проницаемости μ во времени. Именно эта посылка важна для понимания сущности любой параметрической трактовки.

Для анализа и расчета цепей возбуждения ФЗ и МУ наиболее приемлема автопараметрическая трактовка. Если напряженность поля возбуждения не содержит постоянной составляющей и четных гармоник, например, изменяется по закону $H_1(t) = H_m \sin \omega t$, то зависимость $\mu_\partial(t)$ представляют в виде ряда Фурье:

$$\mu_\partial(t) = \mu_\partial[H_1(t)] = \mu + \sum_{n=1}^{\infty} \mu_{2n} \cos 2n\omega t, \tag{14}$$

где μ и μ_{2n} — постоянная составляющая и амплитуды четных гармоник дифференциальной проницаемости сердечников соответственно, $n = 1, 2, 3 \ldots$ — целые числа (номера четных гармоник). Спектр нечетных гармоник напряжения, действующего на зажимах обмотки возбуждения, а также э. д. с., появляющейся на выходе ФЗ и МУ за счет разбаланса полуэлементов или нарушения ортогональности обмоток, находим в результате перемножения (см. рис. 4, a)

$$\frac{dB}{dt} = \mu_0 \mu_\partial \frac{dH_1}{dt} = \frac{dH_1}{dt} \mu_0 \left(\mu + \sum_{n=}^{\infty} \mu_{2n} \cos 2n\,\omega t\right) =$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{dB}{dt}\right)_{2n-1} \sin (2n-1)\,\omega t. \qquad (15)$$

Выражение (15) пригодно для практических расчетов и тогда, когда поле возбуждения содержит постоянную составляющую и четные гармоники, но при условии, что их суммарное воздействие на сердечники мало по сравнению с воздействием основной волны.

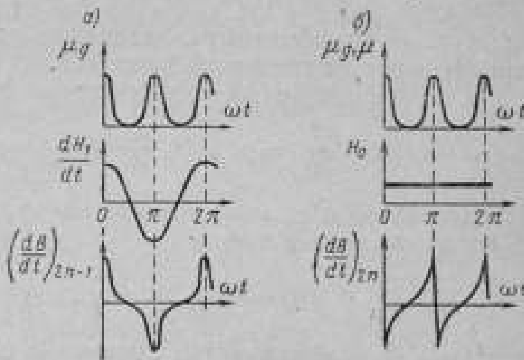


Рис. 4. Эпюры, поясняющие механизм возникновения нечетных (*а*) и четных (*б*) гармоник выходной э. д. с. ФЗ и МУ

Автопараметрическая трактовка применима и для вычисления составляющих спектра полезного сигнала, но для этого ряд (14) должен быть дополнен нечетной частью. По существу, в [13] это и делается для нахождения спектра четных гармоник выходной э. д. с. ФЗ. Однако получающиеся при этом выражения оказываются громоздкими и не всегда удобными для анализа и расчетов.

При квазипараметрической трактовке процесса возникновения четных гармоник э. д. с. надобность в дополнении ряда (14) отпадает. Спектр четных гармоник э. д. с. получают непосредственно из (4) и (14). Для случая $H_0 = \mathrm{const}$ имеем (см. рис. 4, *б*)

$$e_{2n}(t) = -2w_2 S H_0 \mu_0 \frac{d}{dt}\left(\mu_- + \sum_{n=1}^{\infty} \mu_{2n} \cos 2n\omega t\right) =$$

$$= 4\omega w_2 S H_0 \mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} n \mu_{2n} \sin 2n\omega t. \qquad (16)$$

Таким образом, применяя автопараметрическую трактовку для анализа процессов в цепи возбуждения, а квазипараметрическую — для анализа прецессов в измерительной цепи ФЗ и МУ, можно использовать один и тот же ряд (14), который, строго говоря, соответствует условию $H_0 = 0$, но при подстановке в выражения (15) и (16), приводит к правильным результатам и тогда, когда $H_0 \neq 0$.

В случае продольного возбуждения ФЗ и МУ выражения (15) и (16) могут быть выведены из (3). Взяв производную по времени от двух первых членов ряда (3), с учетом (12) и (13), находим

$$e(t) = -w_2 S \frac{d}{dt}(B' + B'') = -2w_2 S\mu_0 \left[\pm k_{2n-1} \frac{d(\mu H_1)}{dt} + \right.$$
$$\left. + H_0 \frac{d\mu_\partial}{dt}\right] = -2w_2 S\mu_0 \left[\pm k_{2n-1} \mu_\partial(t) \frac{dH_1}{dt} + H_0 \frac{d\mu_\partial}{dt}\right], \quad (17)$$

где k_{2n-1} — коэффициенты, зависящие от характеристик неидентичности полуэлементов ФЗ или МУ.

В случае поперечного возбуждения ФЗ или МУ

$$\frac{dB_\perp}{dt} = \mu_0 \mu_\partial(t) \frac{dH_1}{dt} \text{ и } \frac{dB_\parallel}{dt} = H_0 \mu_0 \frac{d\mu}{dt}.$$

Поскольку э. д. с., наводимая в измерительной обмотке, может быть представлена в виде

$$e(t) = -w_2 S \left[\pm k_{2n-1} \frac{dB_\perp}{dt} + \frac{dB_\parallel}{dt}\right],$$

где k_{2n-1} — коэффициенты, зависящие от степени закрученности сердечника и неортогональности обмоток, то выражение для полного спектра выходной э. д. с. будет аналогично (17)

$$e(t) = -w_2 S\mu_0 \left[\pm k_{2n-1} \mu_\partial \frac{dH_1}{dt} + H_0 \frac{d\mu}{dt}\right]. \quad (18)$$

Выражения (17) и (18) совместно с выражением (14) и аналогичным ему выражением для нормальной проницаемости $\mu(t)$, полученные на основе параметрических представлений, достаточно просты, пригодны для анализа при любых аппроксимациях кривой $B(H)$ и могут быть положены в основу практических расчетов. Условия, при которых справедливы эти выражения ($H_0 << H_m > H_s$ и $H_m \approx \text{const}$), всегда выполнимы и обеспечиваются независимо от выбранных трактовок для минимизации мультипликативных и аддитивных погрешностей преобразователей и приборов [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Горелик Г. С. О некоторых нелинейных явлениях, происходящих при суперпозиции взаимноперпендикулярных магнитных полей, Изв. АН СССР, сер. физ., 1944, № 4.

2. Чистяков Н. И., Электрические авиационные приборы, Оборонгиз, 1950.

3. Serson P. H., Hannaford L. W., Canadian Journal of Technology, 1956, July, 34, № 4.

4. Янус Р. И., Фридман Л. Х., Дрожжина В. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением, «Геофизическое приборостроение», вып. 3, ОКБ МГ и ОН СССР, 1959.
5. Лысенко А. П. О высших четных гармониках э. д. с. феррозондов и магнитных модуляторов, «Геофизическое приборостроение», 1960, вып. 5.
6. Лысенко А. П. Работа четногармонических феррозондов и магнитных усилителей под нагрузкой, «Электричество», 1963, № 12.
7. Пономарев Ю. Ф., «Исследование электромагнитных явлений в магнитных модуляторах». Автореферат диссертации, ЦФМ АН СССР, Свердловск, 1966.
8. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники, «Наука», 1966.
9. Афанасьев Ю. В., Феррозонды, «Энергия», 1969.
10. Афанасьев Ю. В. Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки, «Энергия», 1972.
11. Barnett S. D., Terr Magnetism elect, 51, № 2, 1946.
12. Пархоменко В. И., Магнитные головки, Госэнергоиздат, 1960.
13. Мизюк Л. Я., Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей, «Наукова думка», 1964.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.317.4.089.68 (083.75): 621.318.13

В. Л. КУРТЦ, С. Б. СЕМЕНОВА, Л. Г. СОЛОВЬЕВА, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА
ВНИИМ

РАБОТА ВНИИМ ПО ПОДДЕРЖАНИЮ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ В СТРАНЕ В ОБЛАСТИ ИСПЫТАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Метрологические институты страны, выполняя задачу поддержания единства измерений при определении параметров и характеристик ферромагнитных материалов, разрабатывают методические государственные стандарты и методические указания, осуществляют поверку средств измерений лабораторий Госнадзора (ЛГН), проводят круговые сличения средств измерений метрологических институтов с помощью образцовых мер, в частности, в виде стандартных образцов свойств магнитных материалов.

В настоящее время методы испытаний ферромагнитных материалов в постоянном и переменном магнитных полях широкого диапазона частот нормируются несколькими стандартами. Так, ГОСТ 13601-68 распространяется на литые материалы с коэрцитивной силой от 20 до 250 кА/м и устанавливает методы испытаний образцов материалов в форме прямоугольных параллелепипедов длиной не менее 15 мм и размерами боковых граней не менее 5 мм.

По ГОСТ 15058-69 баллистическим методом определяют основную кривую намагничивания и петлю гистерезиса материалов с коэрцитивной силой менее 800 А/м на образцах кольцевой формы. Из магнитных характеристик, которые могут быть определены на образцах с разомкнутой магнитной цепью, в этот стандарт включена только коэрцитивная сила.

ГОСТ 12119-66 устанавливает методы испытаний листовой холоднокатаной и горячекатаной стали в постоянных и переменных полях частотой 50, 400, 1000 и 2400 Гц на полосовых образцах в аппаратах Эпштейна и в пермеаметре, а также на кольцевых образцах массой 100 и 300 г. Этот стандарт однозначно оговаривает также и параметры намагничивающих устройств, не допуская определения магнитных свойств сталей на полосовых образцах длиной 250 мм.

ГОСТ 12635-67, 12636-67 и 12637-67 посвящены методам испытаний магнитномягких высокочастотных материалов (ферриты, магнито-диэлектрики) в диапазонах частот от 10 кГц до 1 МГц, от 1 до 200 МГц и от 200 до 2000 МГц соответственно.

Разработан ГОСТ 18334-73 на методы испытаний магнитномягких материалов в диапазоне частот 50 Гц—10 кГц, в котором сформулированы требования к кольцевым образцам и средствам измерений, изложена методика испытаний материалов разными методами (с использованием приборов непосредственной оценки, фазочувствительных вольтметров, компенсаторов переменного тока и мостов).

В методических указаниях № 283 по испытанию магнитномягких материалов тонкого проката в диапазоне частот 10—300 кГц и № 299 по определению магнитных свойств магнитнотвердых материалов в переменных полях частотой 50 Гц, как и в перечисленных выше стандартах, сформулированы требования к образцам и средствам измерений, дана методика испытаний.

Как показывает краткий обзор существующих нормативных методических документов, они распространяются не на все современные магнитные материалы. Так, например, отсутствуют стандарты на методы испытаний магнитнотвердых ферритов, магнитномягких материалов с прямоугольной петлей гистерезиса, слабомагнитных сталей, пленок, покрытий и др. Частично это объясняется отсутствием серийно выпускаемой аппаратуры. Кроме того, еще не решены многие методические вопросы, которые должны быть учтены при пересмотре стандартов. В качестве примера можно сослаться на ГОСТ 13601-68, который не дает рекомендаций для испытаний как малых, так и больших образцов. В связи с этим перед метрологическими организациями стоит задача разработать новые методические стандарты, а также пересмотреть и уточнить существующие, особенно в части применяемых средств измерения.

В соответствии с перечисленными выше задачами по поддержанию единства магнитных измерений в стране в течение 1971-72 г. ВНИИМ были проведены очередные сличения средств измерений метрологических институтов и Ленинградской ЛГН по стандартным образцам магнитных материалов. В этой работе принимали участие некоторые научно-исследовательские институты и промышленные предприятия, в задачу которых входит разработка или переработка технологических стандартов на магнитные материалы. Результаты проведенных сличений приведены в таблицах. В табл. 1 даны значения параметров стандартных образцов магнитнотвердых материалов. Данные ВНИИМ и Ленинградской ЛГН были получены при испытаниях образцов на баллистических установках, причем напряженность поля на поверхности образцов определялась с помощью плоских измерительных катушек, изготовленных по ГОСТ 13601-68. В качестве источника питания в ЛГН применялся нестандартный выпря-

Таблица 1

Параметры петли гистерезиса образцов магнитнотвердых материалов

Номер или обозначение образца и площадь его поперечного сечения	Остаточная индукция B_r (Т) по данным			Расхождение результатов, %		Коэрцитивная сила H_c (кА/м) по данным			Расхождение результатов, %	
	ХНИИМ	ВНИИМ	Лен. ЛГН	ВНИИМ—ХНИИМ	Лен. ЛГН—ХНИИМ	ХНИИМ	ВНИИМ	Лен. ЛГН	ВНИИМ—ХНИИМ	Лен. ЛГН—ХНИИМ
N16 S=0,99 см²	1,245	1,25	1,22	+0,4	—2	56,6	56,2	55,4	—0,7	—2,1
«B» S=2,202 см²	0,640	0,630	0,615	—1,6	—3,9	37,7	37,2	37,0	—1,3	—1,8
«a» S=2,24 см²	0,650	0,660	0,635	+1,5	—2,3	36,7	35,7	35,4	—2,7	—3,5
N7 S=1,44 см²	0,786	0,800	0,760	+1,8	—3,3	156	156	152	0	—2,5

Таблица 2

Зависимость удельных потерь от магнитной индукции (при синусоидальной форме кривой индукции), определенная для полосовых образцов электротехнической стали в аппаратах Эпштейна на частоте 50 Гц

Номер образца и его параметры	Магнитная индукция B_m, Т	Удельные потери p (Вт/кг) по данным		Расхождение результатов, %
		СФ ВНИИМ	Лен. ЛГН	
№ 3-66 l=500 мм S=6,628 см² m=10,009 кг	1,0 1,5	1,26 2,92	1,25 2,91	—0,8 —0,3
№ 2-66 l=500 мм S=6,54 см² m=10,002 кг	1,0 1,5 1,7	0,59 1,31 1,85	0,60 1,32 1,87	+1,7 +0,8 +1,1
№ 1-68 l=280 мм S=1,167 см² m=1,000 кг	1,0 1,5 1,7	0,93 2,05 2,74	0,92 2,06 2,71	—1,1 +0,5 —1,1

митель постоянного тока, а во ВНИИМ — аккумуляторная батарея.

В ХНИИМ применялось импульсное намагничивание образцов [1], напряженность поля определялась с помощью преобразователей Холла и измерительных катушек (в табл. 1 приведены усредненные данные). Из табл. 1 видно, что аппаратура ВНИИМ удовлетворяет требованиям ГОСТ 13601-68, а аппаратура Ленинградской ЛГН находится в неудовлетворительном состоянии (расхождения результатов измерения в ХНИИМ и ЛГН превышают 3%).

В табл. 2 приведены результаты определения удельных потерь при синусоидальной форме кривой индукции трех стандартных полосовых образцов электротехнической стали на ваттметровых установках СФ ВНИИМ и Ленинградской ЛГН в соответствии с ГОСТ 12119-66. Результаты отличаются друг от друга менее чем на 2%. Удельные потери электротехнической стали при частотах 4, 10 и 20 кГц измерялись на двух кольцевых образцах. В СФ ВНИИМ потери были определены калориметрическим и мостовым методами [2], а во ВНИИМ — ваттметровым методом с использованием вольтметра средних значений Ф564 и ваттметров Ф585, Ф530 и Ф518 (в табл. 3 приведены усредненные данные). Расхождения результатов измерений в СФ ВНИИМ и во ВНИИМ не превысили 3,5%.

Магнитные свойства сплавов с высокой магнитной проницаемостью определялись как в постоянном, так и в переменном магнитных полях звукового диапазона частот (табл. 4—6)

На пяти частотах (от 400 до 9600 Гц) были определены динамические кривые намагничивания и удельные потери при синусоидальной форме кривой индукции. Измерения в ЛГН, в ИПС ЦНИИЧМ и на сталепрокатном заводе проводились на установках типа У5018 с использованием вольтметра Ф564 вместо Ф517 [3]. Сопоставление данных ВНИИМ и других организаций показало, что средства измерений Ленинградской ЛГН и ИПС ЦНИИЧМ находятся в удовлетворительном состоянии, в то время как аппаратура сталепрокатного завода требует усовершенствования и повторной поверки при строгом соблюдении методики измерений.

В табл. 7 приведены результаты определения начальной магнитной проницаемости ряда образцов высокочастотных магнитных материалов во ВНИИМ на установке УИМ-2 [4] и в СНИИМ (усредненные данные, полученные на установках УМИВ-1 [5], ИПФМ-1 [6] и ИМХ-2 [7], причем расхождения результатов измерений на них не превышали 3%).

По трем образцам проведены сличения установок ВНИИМ и СНИИМ не только по результатам измерения проницаемости, но и угла потерь при частоте 1 МГц и напряженности магнитно-

Зависимость удельных потерь от магнитной индукции (при синусоидальной форме кривой индукции)

Марка материала, номер образца и его параметры	Магнитная индукция B_m, Т	Удельные потери p (Вт/кг) по данным: ВНИИМ	СФ ВНИИМ	Расхождение результатов, %
Э44, № 12		Частота	$f=4$ кГц	
$h=0{,}2$ мм	0,3	45,6	46,9	+2,8
$S=0{,}843$ см^2	0,4	79	79	0
$m=99{,}9$ г	0,5	119	119	0
		Частота	$f=10$ кГц	
	0,5	388	393	+1,2
	0,6	540	559	+3,5
	0,7	730	748	+2,5
Э44, № 1		Частота	$f=10$ кГц	
$h=0{,}2$ мм	0,1	26,4	26,3	−0,4
$S=0{,}166$ см^2	0,2	96	97	+1,0
$m=19{,}7$ г	0,3	200	203	+1,5
	0,4	340	343	+0,9
		Частота	$f=20$ кГц	
	0,2	230	229	−0,4
	0,3	460	459	−0,2
	0,4	770	777	+0,9
	0,5	1170	1182	+1,0

Таблица 4

Параметры основной кривой намагничивания и петли гистерезиса

Марка материала, номер образца и его параметры	Измеряемый параметр	Значение параметра по данным: ВНИИМ	НПС ЦНИИЧМ	Сталепрокатного з-да	Расхождение результатов, %: ВНИИМ—НПС ЦНИИЧМ	ВНИИМ—Сталепрокатный з-д
79НМ	$\mu_н$	9500	9000	9600	−5,3	+1,5
№ 9А	μ_{max}	92500	84500	88500	−8,7	−4,3
$h=0{,}03$ мм	B_{max}, Т	0,79	0,79	0,79	0	0
$d_{ср}=2{,}835$ см	$B_ч$, Т	0,45	0,44	0,44	−2,2	−2,2
$S=0{,}216$ см^2 $m=16{,}53$ г	H_c, А/м	1,96	1,91	1,80	−2,5	−8,1
50Н	$\mu_н$	1400	1580	1300	+13	−7,1
№ 4	μ_{max}	41000	41000	38400	0	−6,3
$h=0{,}02$ мм	B_{max}, Т	1,41	1,45	1,45	+2,8	+2,8
$d_{ср}=4{,}515$ см	$B_ч$, Т	1,12	1,11	1,10	−0,9	−0,9
$S=0{,}201$ см^2 $m=23{,}31$ г	H_c, А/м	13,2	13,5	13,5	+2,3	+2,3

Таблица 5

Динамическая кривая намагничивания образца марки 80НХС (при синусоидальной форме кривой индукции)

$h=0,1$ мм; $d_{ср}=4,25$ см; $S=0,688$ см^2; $m=78,05$ г

Магнитная индукция B_m, Т	Напряженность магнитного поля H_{max}, А/м по данным,					Расхождение результатов измерений, %			
	ВНИИМ	Лен. ЛГН	ИПС ЦНИИЧМ	Сталепрокатного з-да		ВНИИМ—Лен. ЛГН	ВНИИМ—ИПС ЦНИИЧМ	ВНИИМ—Сталепрокатный з-д	
				Установка У5018	Установка УМИПТ			Установка У5018	Установка УМИПТ-1 [3]
Частота $f=1000$ Гц									
0,10	4,1	4,1	4,1	4,6	4,5	+0,2	0	+13	+11
0,20	6,9	7,0	6,8	7,3	7,4	+1,5	—1,5	+5,8	+7,2
0,30	9,6	9,6	9,6	10,2	10,3	0	0	+6,2	+7,3
0,40	15,5	15,0	15,0	15,2	16,2	—3,2	—3,2	—1,9	+4,5
0,50	29,0	30,0	29,0	31,8	32,2	+3,5	0	+9,7	+11
Частота $f=4800$ Гц									
0,10	9,8	9,8	9,6	9,7	8,4	0	—1,9	—1	—14
0,20	17,5	16,8	17,0	16,9	15,2	—4,0	—2,9	—3,4	—13
0,30	26,6	26,0	26,0	26,5	23,7	—2,2	—2,2	—0,4	—10
0,40	41,0	40,0	41,0	41,3	36,1	—2,4	0	+0,7	—12
0,50	68	—	68	—	—	—	0	—	—
Частота $f=9600$ Гц									
0,10	15,5	14,5	14	14,2	—	—6,5	—9,7	—8,4	—
0,20	28,0	26,5	28	26,5	—	—5,4	0	—5,4	—
0,30	45,5	45,0	45	43,5	—	1,1	—1,1	—4,4	—

Таблица 6

Зависимость удельных потерь от магнитной индукции образца 80НХС (при синусоидальной форме ее кривой)

($h=0,1$ мм; $S=0,688$ см^2; $d_{ср}=4,25$ см^2; $m=78,05$ г)

Магнитная индукция B_m, Т	Удельные потери p (Вт/кг) по данным			Расхождение результатов измерений, %	
	ВНИИМ	Лен. ЛГН	Сталепрокатного з-да	ВНИИМ—Лен. ЛГН	ВНИИМ—Сталепрокатный з-д
Частота $f=1000$ Гц					
0,20	0,46	0,46	0,37	0	—20
0,30	1,01	1,00	0,83	—1	—18

Магнитная индукция B_m, Т	Удельные потери p (Вт/кг) по данным			Расхождение результатов измерений, %	
	ВНИИМ	Лен. ЛГН	Сталепрокатного з-да	ВНИИМ—Лен. ЛГН	ВНИИМ—Сталепрокатный з-д
0,40	1,86	1,84	1,45	—1,1	—22
0,50	3,0	3,0	3,1	0	+3,3
			Частота f=4800 Гц		
0,10	1,6	1,5	1,7	—6,2	+0,6
0,20	6,1	6,0	6,9	—1,7	+13
0,30	13,7	13,3	14,9	—2,9	+8,8
0,40	27	25,5	30	—5,5	+11
0,50	47	45	—	—4,3	—
			Частота f=9600 Гц		
0,10	5,2	5,0	5,5	—3,8	+5,8
0,20	20	19	22	—5	+10
0,30	48	43	52	—10	+8,4

Таблица 7

Начальная магнитная проницаемость образцов ферритов и магнитодиэлектриков при частоте 1 МГц

Номер или марка образца	Размеры образца		Относительная начальная магнитная проницаемость по данным		Расхождение результатов, %
	Средний диаметр $d_{ср}$, см	Площадь сечения S, см²	ВНИИМ	СНИИМ	
369	1,8	0,460	14,6	14,3	—2,1
333-2	1,79	0,407	21,4	21,0	—1,9
10	1,84	0,397	4,60	4,60	0
50 ВЧ-2	1,53	0,260	63,1	62,5	—1,0
Р-100	1,80	0,511	11,8	11,4	—3,4
Р-10	1,80	0,511	13,7	13,3	—2,9
П	1,80	0,504	12,4	12,1	—2,4
КЖ № 4	3,60	0,515	11,2	11,2	0
КЖ № 1	3,60	0,57	11,2	11,3	+0,9

го поля, соответствующей области начальной магнитной проницаемости (табл. 8). Расхождения результатов измерений лежат в пределах суммарных погрешностей средств измерения [4—7].

В связи с пересмотром в 1971-72 г. ГОСТ 13610-68 на карбонильное радиотехническое железо потребовалось проведение сли-

Таблица 8

Начальная магнитная проницаемость и угол потерь при частоте 1 МГц образцов ферритов марки 50ВЧ2-1

Номер образца	Относительная начальная магнитная проницаемость по данным		Расхождение результатов, %	Тангенс угла потерь по данным		Расхождение результатов, %
	ВНИИМ	СНИИМ		ВНИИМ	СНИИМ	
248	49,5	49,9	+0,8	0,0056	0,0060	+6,6
244	39,5	39,6	+0,2	0,0060	0,0049	—20
240	64,5	64,8	+0,5	0,0048	0,0041	—14

чений средств измерения магнитной проницаемости и коэффициентов потерь в некоторых отраслевых научно-исследовательских институтах и промышленных предприятиях.

В табл. 9 приведены результаты измерения во ВНИИМ и в одном из НИИ магнитных характеристик ряда образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа. Во ВНИИМ измерения проводились в соответствии с ГОСТ 12635-67 [4, 8], а коэффициенты частотных потерь рассчитывались по результатам определения тангенса угла потерь при частотах 200 и 300 кГц*. Данные НИИ получены на основании измерений индуктивности и сопротивления обмоток с испытуемыми сердечниками при частотах 100 кГц и ниже.

Таблица 9

Начальная магнитная проницаемость и коэффициенты потерь образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа

Номер образца и его марка	Относительная начальная магнитная проницаемость по данным		Расхождение результатов, %	Коэффициент потерь на гистерезис $\eta_г \cdot 10^6$, м/А, по данным		Расхождение результатов, %	Коэффициент частотных потерь, $\eta_f \cdot 10^9$, Гц$^{-1}$, по данным		Расхождение результатов, %
	ВНИИМ	НИИ		ВНИИМ	НИИ		ВНИИМ	НИИ	
775, Р-10	12,8	12,8	0	2,2	2,2	0	2,5	3,1	+24
781, Р-10	13,1	13,0	—0,8	2,2	2,6	+18	3,1	3,1	0
787, Р-20	12,2	12,2	0	1,4	1,4	0	2,7	3,2	+16
819, Р-20	12,0	12,0	0	1,1	1,5	+36	2,3	2,4	+4
848, Р-20	11,0	11,7	—1,7	1,0	1,2	+20	2,2	2,6	+18
759, П	11,0	11,0	0	1,0	1,0	0	2,3	3,0	+30
808, П	11,4	11,1	—2,6	1,0	1,0	0	2,3	2,5	+9
875, П	11,2	11,1	—0,9	1,0	1,2	+20	3,7	3,9	+5
976, Р-100	10,3	10,2	—1,0	1,0	0,8	—20	1,9	2,3	+20
Ц-2, Р-100	9,9	10,1	+2,0	1,0	0,9	—10	1,6	2,1	+30

Результаты сравнительных испытаний образцов во ВНИИМ и на одном из заводов приведены в табл. 10 и 11, из которых

---

* См. стр. 109.

следует, что расхождения данных (как и в табл. 9) лежат в пределах суммарных погрешностей средств измерения [4, 8] с учетом погрешностей измерения размеров образцов.

Таблица 10

Начальная магнитная проницаемость образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа

Номер образца и его марка	Относительная начальная магнитная проницаемость по данным		Расхождение результатов, %
	ВНИИМ	завод	
752, Р-20	12,2	12,3	+0,8
915, Р-100	10,4	10,2	−1,9
871, Р-10	12,9	13,2	+2,3
850, Пс	12,2	11,7	−4,1

Таблица 11

Начальная магнитная проницаемость и коэффициенты потерь образца магнитодиэлектрика марки ВЧК-22

Измеряемый параметр	Значение параметра по данным		Расхождение результатов, %
	ВНИИМ	завод	
Относительная начальная магнитная проницаемость $\mu_н$	17,1	17,1	0
Коэффициент потерь на гистерезис, $\eta_г \cdot 10^6$ м/А	12,0	12,9	+7,5
Коэффициент дополнительных потерь, $\eta_д \times \times 10^4$	6,1	6,4	+4,9

Проделанная работа свидетельствует о необходимости проведения повторных сличений после усовершенствования средств измерения и более строгого соблюдения требований соответствующих методических документов некоторыми из участвовавших в сличениях организаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гробовицкий М. И. Установка для определения статических магнитных характеристик малых образцов магнитотвердых материалов. Труды института электродинамики АН УССР «Устройства для испытания магнитотвердых материалов», Киев, «Наукова думка», 1971.

2. Векслер А. З. Измерение потерь на перемагничивание при больших значениях амплитуды индукции мостами переменного тока. «Материалы к третьему научно-техническому совещанию по проблемам магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуре». Ленинградское областное научно-техническое общество приборостроительной промышленности, 1968.

3. Чечурина Е. Н., Чернышева Н. Г. Установка для измерения магнитных характеристик образцов при частотах 50-10000 Гц. Труды метрологических институтов СССР, вып. 43 (103), Стандартгиз, 1960.

4. Зорин Д. И., Иванова Л. Ф., Чернышева Н. Г., Шрамков Е. Г., Резонансный мост для определений магнитных характеристик высокочастотных магнитномягких материалов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 79 (139), Стандартгиз, 1965.

5. Мамонов А. А. Об одной схеме для измерения малых индуктивностей в широком диапазоне частот. Труды СНИИМ, вып. 3, 1969.

6. Черноусова Н. Н. Т-образные мостовые схемы измерения электромагнитных параметров ферритов малых размеров на высоких частотах. Труды СНИИМ, вып. 3, 1969.

7. Климкович В. И., Кугаевский А. Ф. Повышение чувствительности некоторых схем при определении характеристик ферромагнетиков в высокочастотном магнитном поле. «Измерительная техника», 1971, № 8.

8. Зорин Д. И., Иванова Л. Ф., Чернышева Н. Г. Измерительная установка по схеме моста переменного тока со взаимной индуктивностью для определения проницаемости и коэффициентов потерь. Труды метрологических институтов СССР, вып. 79 (139), Стандартгиз, 1965.

Поступила в редакцию
1.09.1972 г.

УДК 621.317.42.013.1.042.1.501.22: 583.23

А. З. ВЕКСЛЕР, Ю. И. ДИДИК, С. М. ТЕТЮРЕВ
СВЕРДЛОВСКИЙ ФИЛИАЛ ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА СЕРДЕЧНИКОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

При оценке качества сердечников из магнитномягких материалов с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), а также при расчете устройств автоматики и вычислительной техники требуется определять динамические магнитные характеристики при заданном изменении напряженности магнитного поля. Одной из важнейших характеристик такого рода является зависимость прироста магнитного потока $\Delta\Phi$ от магнитодвижущей силы F_m при заданной длительности τ импульсов намагничивающего тока, имеющих прямоугольную форму [1]. Для определения этой характеристики может использоваться установка, в состав которой входит генератор импульсов намагничивающего тока, устройство для размещения и намагничивания испытуемого сердечника, прибор для определения прироста магнитного потока и другие элементы. При измерениях из программы импульсов тока выделяется один сигнал, который создает интересующий нас прирост магнитного потока.

Функциональная схема установки для определения зависимости $\Delta\Phi=f_\tau(F_m)$ изображена на рис. 1. Последовательность импульсов э. д. с. с выходной обмотки сердечника *1* поступает на усилитель *2*, а затем на селектор *3*, где выделяется подлежащий измерению сигнал. Выделенный импульс с выхода селектора поступает на вход интегратора *4*, используемого в качестве элемента сравнения площадей импульсов. На второй вход интегратора поступают импульсы с выхода калибратора *7*, формирующего сигналы известной площади с отсчетным прибором *6*. Выход интегратора связан с нуль-индикатором *5*. Синхронизатор *8* служит для управления работой селектора, калибратора и нуль-индикатора. Калибратор имеет отдельный выход для проверки и калибровки усилителя *2*. Такое построение функциональной схемы позволяет получить необходимую чувствительность измерительного тракта при сохранении главного преимущества метода сравнения — малой погрешности измерения [2]. При этом диапазон работы калибратора ограничивается одним пределом измерения.

Усилительный тракт содержит три трехкаскадные секции с отрицательной обратной связью [3], коэффициенты усиления которых $k_1=5$, $k_2=k_3=10$ соответственно, и аттенюатор, обеспечивающий коэффициенты передачи сигнала 1 : 1, 1 : 2, 1 : 4 и 1 : 10. Переключение усилительных секций и аттенюатора позво-

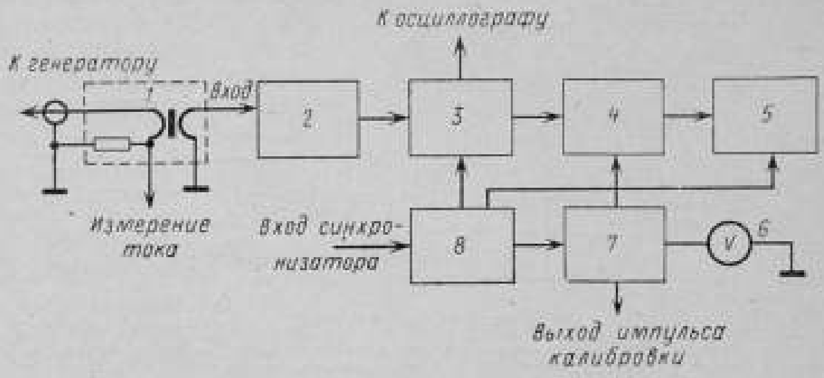


Рис. 1. Функциональная схема установки:

1 — устройство для размещения образца; 2 — усилительный тракт; 3 — селектор; 4 — интегратор; 5 — нуль-индикатор; 6 — отсчетный прибор; 7 — калибратор; 8 — синхронизатор

ляет перекрыть девять диапазонов с верхними пределами от 0,75 до 300 нВб.

Основным элементом селектора является транзисторный ключ, аналогичный описанному в работе [4], но отличающийся использованием более высокочастотных транзисторов ГТ311 и ГТ313. Ключ обеспечивает неискаженную передачу импульсов положительной полярности длительностью от 0,1 мкс и задержку импульсов любой полярности и длительности. Кроме того, селектор содержит развязывающий повторитель и схему, формирующую сигнал для осциллографического контроля работы установки.

Интегратор выполнен на основе операционного усилителя [5]. Реакция на выходе интегратора апериодическая, с временем максимума около 20 мкс.

Выходной сигнал интегратора усиливается и детектируется с помощью синхронного детектора, управляемого от синхронизатора. Синхронный детектор с усилителем и индикаторным прибором входит в состав нуль-индикатора. Если постоянная составляющая на выходе детектора отсутствует, то площади импульсов сравнения и измеряемого равны. Подобрав вольт-секундную площадь импульсов на выходе калибратора таким образом, чтобы среднее значение тока, проходящего через детектор, равнялось нулю, можно определить измеряемый магнитный поток.

Калибратор * выполнен на RC-цепи, коммутируемой транзисторным ключом, аналогично описанным в работах [6, 7], с той разницей, что в установке предусмотрены два выхода, с одного из которых снимаются импульсы сравнения, а с другого — импульсы, служащие для установки коэффициентов усиления секций усилительного тракта.

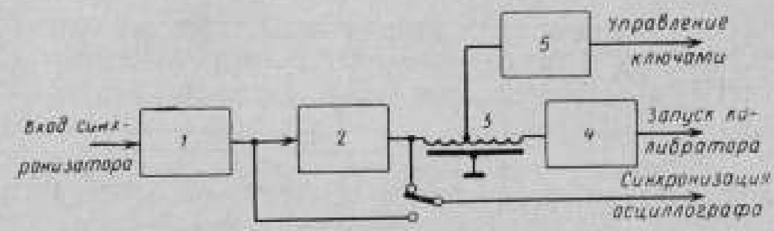


Рис. 2. Синхронизатор:

1 — делитель частоты; *2* — схема регулируемой задержки; *3* — линия задержки; *4* — эмиттерный повторитель; *5* — формирователь селекторного импульса

Синхронизатор (рис. 2) включает в себя делитель частоты *1*, обеспечивающий синхронизацию установки на частоте $1 \pm 0{,}3$ кГц при любой повышенной частоте следования программы импульсов, перемагничивающих испытуемый сердечник. При этом применяется триггерный делитель с увеличенными постоянными времени цепей связи. Импульс с выхода делителя частоты задерживается схемой регулируемой задержки *2* (0—600 мкс через 0,1 мкс) и далее используется для запуска калибратора и схемы формирователя селекторного импульса *5*. Последняя представляет собой мультивибратор на туннельном диоде с линией задержки в цепи обратной связи и обеспечивает длительность селекторного импульса в пределах 0,1—10 мкс. Селекторный импульс используется для управления ключом селектора, а также для запуска схемы управления синхронным детектором в измерительном тракте.

Устройство для размещения образца схематически показано на рис. 3. Одновитковые намагничивающая *4* и измерительная *1* обмотки содержат сменные (с помощью пайки), крестообразно расположенные проводники, пронизывающие испытуемый сердечник *5*. Индуктивная связь обмоток компенсируется введением в цепь измерительной обмотки дополнительной петли связи *6*.

---

* Калибратор был изготовлен Н. Н. Орловым.

Поворотом петли *6* по отношению к контуру намагничивающей цепи *4* достигается нулевая взаимная индуктивность измерительной и намагничивающей цепей при отсутствии сердечника. Обратный провод намагничивающей цепи удается разместить достаточно далеко от сердечника, существенно уменьшая тем самым неравномерность намагничивания испытуемого образца.

Соединение обмоток *4* и *1* с установкой, а также контроль тока на резисторе *3* производятся с помощью коаксиальных кабелей.

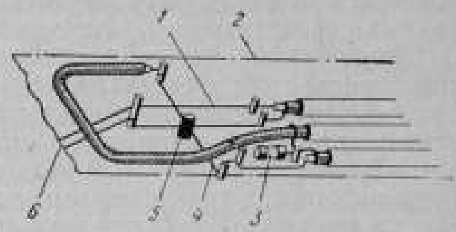


Рис. 3. Устройство для размещения образца (измерительный столик):

1 — измерительная обмотка; *2* — основание (показано условно); *3* — резистор для измерения тока; *4* — намагничивающая обмотка; *5* — испытуемый образец; *6* — компенсационная петля связи

Исходя из функциональной схемы установки, нетрудно заключить, что погрешность определения магнитного потока состоит из нескольких погрешностей, обусловленных методом измерения вольт-секундной площади импульсных сигналов. Эти погрешности обусловлены работой усилительного тракта, селектора, устройства для сравнения сигналов и калибратора.

Погрешность, вносимая усилительным трактом, содержит две основные составляющие. Первая связана с применением усилителей переменного тока, имеющих конечную скорость реакции на выходной сигнал. Эта погрешность отсутствует у усилителей постоянного тока [8], однако применение их технически нецелесообразно из-за большого влияния низкочастотных шумов и дрейфа на результат измерения вольт-секундной площади. Так как при калибровке устанавливается номинальный коэффициент передачи усилительного тракта, то речь идет о погрешности передачи вольт-секундной площади, вызванной различием форм измеряемого и калибрующего сигналов. Параметры элементов усилительного тракта были выбраны с учетом результатов работы [9] так, что указанная погрешность не превышала 0,3%.

Другая составляющая обусловлена ограниченной чувствительностью нуль-индикатора, а также погрешностью элементов аттенюатора, используемого при калибровке и измерениях. Она возникает при калибровке усилительного тракта и, согласно оценке, не превышает 0,2% при использовании одной секции, 0,4% — при двух секциях и 0,6% — при трех.

Следует отметить еще одну составляющую погрешности усилительного тракта, связанную с зависимостью коэффициента передачи усилителя от амплитуды и формы измеряемого импульса.

Погрешность, вносимая селектором, обусловлена тем, что селекторный ключ закрывается позднее, чем заканчивается усиливаемый импульс, и в результате этого через селектор проходит часть отрицательного выброса, сопровождающего положительный измеряемый импульс, благодаря действию разделительных цепей в усилительном тракте. Как показала оценка, эта погрешность для импульса прямоугольной формы составляет $\sim 0{,}1\%$.

Кроме того, имеется составляющая погрешности того же характера, что и для усилительного тракта, обусловленная нелинейными свойствами открытого ключа.

Погрешность сравнения вольт-секундных площадей импульсов определяется свойствами интегратора и нуль-индикатора. Нетрудно показать, что вольт-секундная площадь импульсной реакции на выходе интегратора строго пропорциональна площади импульса на его входе. В этом случае интегратор не вносит погрешности при сравнении импульсов равной площади, а реакция на его выходе имеет вид разнополярного импульса, вольт-секундная площадь которого равна нулю. Отсюда следует, что в момент уравновешивания можно пренебречь и погрешностью, вносимой ключом синхронного детектора, так как разделительный конденсатор не накапливает дополнительного заряда, а коммутация ключа происходит в момент, когда сигнал на выходе интегратора равен нулю. Таким образом, погрешность сравнения в основном определяется погрешностью отсчета по нуль-прибору, приведенная величина которой составляет около 0,1%.

Погрешность калибратора можно оценить суммой погрешностей измерения отдельных величин, определяющих вольт-секундную площадь импульса калибровки. Так, емкость и сопротивление измеряются с погрешностью 0,1%. Напряжение зарядного источника контролируется прибором класса 0,2. Влияние утечки и остаточного напряжения транзисторного ключа составит также около 0,2%.

С учетом влияния температуры и старения элементов схемы оценка погрешности формирования импульса заданной вольт-секундной площади составит около 0,8—1,0%. К сожалению, уменьшить это значение пока не представляется возможным из-за отсутствия методов непосредственного сравнения малых вольт-секундных площадей (в описываемой установке — 75 нВс) с выходными сигналами существующих образцовых мер магнитного потока.

Основной целью испытаний была экспериментальная оценка погрешностей установки. Испытания подтвердили, что выбранный метод благодаря преобразованию сигнала в постоянный ток обеспечивает высокую помехоустойчивость установки и возможность компенсации шумов и стационарных высокочастотных помех. Однако при этом существенным оказалось влияние низкочастотного дрейфа, обусловленного главным образом остаточными напряжениями ключей. Погрешность, возникающая вследствие дрейфа, достигает 1% за 30 мин работы. Эту величину можно снизить, если стабилизировать температуру ключей, поместив их в термостат.

Оценка влияния нелинейности измерительного тракта производилась при измерении прироста магнитного потока образца, перемагничиваемого импульсом тока с неизменной амплитудой и регулируемой длительностью фронта. Погрешность, связанная с этим фактором, достигает 0,7% для коротких импульсов (менее 1 мкс) и вызвана главным образом несимметричностью переходных характеристик усилительного тракта.

При проверке влияния отрицательного выброса, пропускаемого ключом селектора, измеряемый импульс перемещался по отношению к селекторному. При этом отклонение стрелки нуль-индикатора для импульса прямоугольной формы было в пределах погрешности отсчета, т. е. не превысило расчетную оценку, равную 0,1%. Однако для импульса, формируемого на выходной обмотке сердечника, этот результат составил около 0,4%. Увеличение погрешности связано с иной формой отрицательного выброса, обусловленной плавным спадом реального импульса.

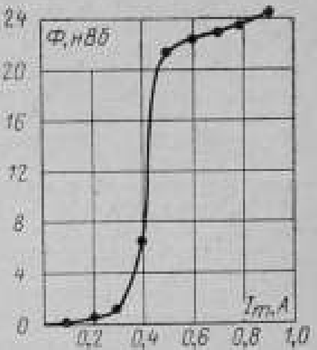


Рис. 4. Импульсная кривая намагничивания ферритового сердечника наружным диаметром 1 мм при длительности намагничивающего импульса тока 2 мкс

С целью экспериментальной оценки погрешности установки были проведены сравнительные измерения на разных пределах. Источником сигнала служил ферритовый сердечник, перемагничиваемый импульсами тока. Измерительная обмотка сердечника подключалась либо непосредственно на вход установки, либо (для получения необходимых значений магнитного потока) через понижающий трансформатор. Максимальное расхождение показаний составляет 1,5% для наилучшего случая, что полностью согласуется с расчетными оценками погрешности усилителя до 0,9% и калибратора до 1%.

Результаты расчета и эксперимента позволяют оценить погрешность измерения магнитного потока. Суммируя погрешности усилителя (0,9%), селектора (0,4%), нуль-индикатора (0,1%), калибратора (1%), дрейфа (1%) и нелинейности (0,7%), получим в результате общую погрешность, равную 4,1.% В качестве иллюстрации возможностей установки на рис. 4 приведена импульсная кривая намагничивания ферритового сердечника наружным диаметром 1 мм при длительности намагничивающего импульса тока $\tau = 2$ мкс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. ИИЛ, 1962.
2. Антропов Г. А., Векслер А. З., Любимцев М. Я. Компенсационный способ измерения малых магнитных потоков с помощью импульсно-баллистического интегратора. Вторая Уральская научно-техническая конференция по метрологии. Тезисы докладов, Свердловск, 1971.
3. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. Физматгиз, 1961.
4. Егиян М. Ш., Саркисян М. М. Линейный пропускатель с малым временем разрешения. «Приборы и техника эксперимента», 1967, № 1.
5. Корн Г., Корн Т. Электронные моделирующие устройства. ИИЛ, 1955.
6. Пирогов А. И., Шамаев Ю. М. Магнитные сердечники в автоматике и вычислительной технике. «Энергия», 1967.
7. Картавых Ю. В., Кракау Т. К. Аппаратура для определения характеристик малогабаритных ферромагнитных сердечников из материалов с прямоугольной петлей гистерезиса. «Современное состояние и пути развития методов и аппаратуры для исследования ферромагнитных материалов». Труды метрологических институтов СССР, вып. 95 (155), Изд-во стандартов, 1967.
8. Еремин А. С., Розов Б. С. Об усилении заряда коротких импульсов». Радиотехника и электроника», 1963, № 11.
9. Антропов Г. А., Векслер А. З., Любимцев М. Я. Применение усилителей для измерения малых магнитных потоков. Вторая Уральская научно-техническая конференция по метрологии. Тезисы докладов, Свердловск, 1971.

Поступила в редакцию
31.08.1972 г.

УДК 621.317.63—501.21: 538.61

С. Ф. ГЛАГОЛЕВ, М. М. ЧЕРВИНСКИЙ
ВНИИМ

О СПОСОБЕ РЕГИСТРАЦИИ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

В практике магнитных измерений в последнее время используется магнитооптический (МО) эффект Керра, позволяющий измерять магнитные параметры локальных поверхностных участков как тонких магнитных пленок, так и массивных образцов. В связи с этим появилась необходимость оптимизации МО аппаратуры. Рассмотрим некоторые проблемы, возникающие при построении МО аппаратуры — метод модуляции и способ регистрации петель гистерезиса тонких ферромагнитных пленок — с точки зрения получения наибольшего отношения сигнала к шуму.

Типовая МО аппаратура включает источник света, поляризатор, образец, анализатор и регистрирующую систему. Поляризатор и анализатор имеют близкие характеристики. Условия прохождения света в такой системе для меридионального эффекта Керра, когда вектор напряженности электрического поля в падающей на образец волне перпендикулярен плоскости падения, рассмотрел Лиссбергер [1]. Для светового потока, отраженного от однородно намагниченной поверхности и падающего после прохождения анализатора на приемник, им было получено выражение:

$$\Phi = \frac{1}{2} T_1^4 PS \left[c^2\left(r_P^2 + r_S^2\right) + r_S^2 \theta^2 + r_K^2 \pm 2\theta r_K r_S \cos\left(\delta_S - \delta_K\right)\right], \tag{1}$$

где T_1 и T_2 — максимальное и минимальное амплитудное пропускание поляризаторов соответственно; $c = \frac{T_2}{T_1}$ — показатель качества поляризаторов; P — плотность светового потока, падающего на поляризатор; S — его сечение; r_S и r_P — коэффициенты отражения для компонент напряженности электрического поля перпендикулярной и параллельной плоскости падения; r_K — коэффициент отражения Керра; δ_S и δ_K — поворот фазы вектора напряженности электрического поля при отражении для обычной и керровской составляющих.

Поляризатор и анализатор расположены так, что угол между их плоскостями максимального пропускания отличается от прямого на малую величину θ. Знаки $\pm$ в выражении (1) учитывают, что образец может быть намагничен до насыщения в двух противоположных направлениях. Если освещенная площадь образца S_0, площадь, намагниченная в каком-либо направлении, S_1, а в другом S_2, то справедливо

$$\frac{S_1-S_2}{S_0}=\frac{J}{J_S}, \tag{2}$$

где J — намагниченность освещенного участка; J_S — намагниченность насыщения.

Тогда с учетом (2) световой поток (1) можно выразить через величину намагниченности

$$\Phi=\frac{1}{2}T_1^4PS_0\left[c^2(r_P^2+r_S^2)+r_S^2\theta^2+r_K^2+\right.$$
$$\left.+2\frac{J}{J_S}\theta r_K r_S\cos(\delta_S-\delta_K)\right]. \tag{3}$$

С учетом (3), приняв $n=PS_0S_\lambda\beta$, найдем анодный ток ФЭУ, применяемого обычно в качестве приемника излучения

$$i_a=\frac{1}{2}T_1^4n\left[c^2(r_P^2+r_S^2)+r_S^2\theta^2+r_K^2+\right.$$
$$\left.+2\frac{J}{J_S}\theta r_K r_S\cos(\delta_S-\delta_K)\right], \tag{4}$$

где S_λ — спектральная чувствительность фотокатода; β — коэффициент усиления ФЭУ.

Из выражения (3) нетрудно получить значение угла θ_0, при котором Φ минимально

$$\theta_0=-\frac{r_K}{r_S}\cdot\frac{J}{J_S}\cos(\delta_S-\delta_K). \tag{5}$$

Из выражений (4) и (5) следует, что магнитные характеристики в режиме статического перемагничивания могут быть измерены двумя методами: отсчетом величины фототока (пропорциональной относительной намагниченности J/J_S) в функции напряженности магнитного поля H и отсчетом изменений угла установки анализатора в положение, соответствующее минимальному световому потоку в функции H. Измерения по этим методам возможны как без модуляции, т. е. на постоянном токе, так и с использованием одного из следующих методов модуляции:

— амплитудной (прерывание светового потока) с помощью электромеханических систем;

— модуляции азимута плоскости поляризации света с помощью электро-и магнитооптических ячеек или механических колебаний анализатора;

— модуляции светового потока как по плоскости поляризации, так и по амплитуде при перемагничивании образца переменным током достаточно низкой частоты.

Возможности измерений на постоянном токе ограничиваются дрейфом постоянной составляющей тока ФЭУ, дрейфом нуля усилителей постоянного тока, а также влиянием на результаты измерений изменений темнового тока ФЭУ и различных паразитных засветок. Применение модуляции светового потока путем перемагничивания образца затрудняется в основном двумя конкурирующими факторами: искажением петли гистерезиса из-за сужения полосы пропускания усилителя и увеличением шумов при расширении полосы, что особенно необходимо при измерениях на образцах с прямоугольной петлей гистерезиса.

Рассмотрим амплитудную модуляцию (осуществляемую с помощью электромеханической системы) падающего на образец светового потока, учитывая при этом, что для одного периода $T_п$ прерывания потока справедливо

$$P = P_m \quad \text{при } 0 < t < \frac{T_п}{2};$$

$$P = 0 \quad \text{при } \frac{T_п}{2} < t < T_п,$$

где P_m — амплитуда плотности светового потока, падающего на поляризатор (в дальнейшем индекс m опускается); t — время.

Перед началом измерения желательно намагнитить образец до насыщения, например, $J = -J_S$, и с помощью поворота анализатора установить минимальный световой поток. Тогда, подставив в (4) значение θ_0 из (5) при $J = -J_S$, получим действующее значение 1-й гармоники фототока

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi} T_1^4 n \left[c^2 (r_P^2 + r_S^2) + 2r_K^2 \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) \cos^2(\delta_S - \delta_K) + \right.$$
$$\left. + r_K^2 \sin^2(\delta_S - \delta_K) \right]. \qquad (6)$$

Таким образом, величина I состоит из независящей и зависящей от намагниченности составляющих. Выражение для последней записывается так:

$$I' = \frac{\sqrt{2}}{\pi} T_1^4 n r_K^2 \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) \cos^2(\delta_S - \delta_K). \qquad (7)$$

При нахождении отношения L_{ai} сигнала к шуму при амплитудной модуляции и регистрации фототока в функции напряженности магнитного поля считаем сигналом выражение (7), а шумом — среднеквадратическое значение тока ФЭУ, обусловленного дробовым эффектом

$$\bar{I}_{ш}^2 = 2\beta^2 \frac{m}{m-1} e\Delta f \bar{I}, \tag{8}$$

где m — число диодов ФЭУ; e — заряд электрона; Δf — полоса пропускания усилителя; $\bar{I}$ — среднее значение тока катода, которое, если пренебречь темновым током и учесть прямоугольную форму световых импульсов, равно

$$\bar{I} = \frac{1}{4\beta} T_1^4 n \left[c^2 (r_P^2 + r_S^2) + 2r_K^2 \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) \cos^2 (\delta_S - \delta_K) + \right.$$
$$\left. + r_K^2 \sin^2 (\delta_S - \delta_K) \right]. \tag{9}$$

Из выражений (7)—(9) определим отношение сигнала к шуму

$$L_{ai} = \frac{\frac{2}{\pi} T_1^2 \left(\frac{n(m-1)}{\beta m e \Delta f}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) r_K^2 \cos^2 (\delta_S - \delta_K)}{\left[c^2 (r_P^2 + r_S^2) + r_K^2 \sin^2 (\delta_S - \delta_K) + 2r_K^2 \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) \cos^2 (\delta_S - \delta_K)\right]^{\frac{1}{2}}}. \tag{10}$$

Найдем теперь выражение для отношения $L_{a\theta}$ сигнала к шуму в случае регистрации изменений угла θ установки анализатора. Будем отсчитывать θ от положения θ_1, соответствующего, например, $J = -J_S$. Тогда, воспользовавшись уравнением (5), получим

$$\theta_1 = \frac{r_K}{r_S} \cos (\delta_S - \delta_K);$$

$$\theta = \theta_0 - \theta_1 = -\frac{r_K}{r_S} \left(1 + \frac{J}{J_S}\right) \cos (\delta_S - \delta_K). \tag{11}$$

Поскольку из-за наличия шумов угол, соответствующий минимальному значению первой гармоники фототока, может быть установлен не точно и составит $\theta_0 + \Delta\theta$, то можно, подставив в (4) сначала значение $\theta = \theta_0$ из (5), а затем $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$, получить величину отклонения сигнала от минимума (действующее значение)

$$I_{\theta_0 + \Delta\theta} - I_{\theta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi} T_1^4 n r_S^2 (\Delta\theta)^2. \tag{12}$$

Для нахождения шумового тока определим среднее значение тока катода для $\theta=\theta_0$

$$\bar{I}=\frac{1}{4\beta}T_1^4 n\left[c^2\left(r_P^2+r_S^2\right)+r_K^2-r_K^2\left(\frac{J}{J_S}\right)^2\cos^2\left(\delta_S-\delta_K\right)\right], \quad (13)$$

откуда

$$\bar{I}_ш=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{me\Delta f}{m-1}\right)^{\frac{1}{2}}T_1^2 n^{\frac{1}{2}}\left[c^2\left(r_P^2+r_S^2\right)+r_K^2-r_K^2\left(\frac{J}{J_S}\right)^2\cos^2\left(\delta_S-\delta_K\right)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

Определим значение шума в угловых единицах, приравняв

$$\bar{I}_ш=I_{\theta_0+\Delta\theta}-I_{\theta_0}$$

$$\Delta\theta=\frac{\sqrt{\pi}}{T_1 r_S}\left[\frac{me\Delta f\beta}{(m-1)n}\right]^{\frac{1}{4}}\left[c^2\left(r_P^2+r_S^2\right)+r_K^2-r_K^2\left(\frac{J}{J_S}\right)^2\cos^2\left(\delta_S-\delta_K\right)\right]^{\frac{1}{4}} \quad (15)$$

Из выражений (11) и (15) определим значение отношения сигнала к шуму

$$L_{a\theta}=\frac{\frac{1}{\sqrt{\pi}}T_1 r_K\left[\frac{(m-1)n}{me\Delta f\beta}\right]^{\frac{1}{4}}\left(1+\frac{J}{J_S}\right)\cos\left(\delta_S-\delta_K\right)}{\left[c^2\left(r_P^2+r_S^2\right)+r_K^2-r_K^2\left(\frac{J}{J_S}\right)^2\cos^2\left(\delta_S-\delta_K\right)\right]^{\frac{1}{4}}}. \quad (16)$$

Рассмотрим модуляцию по азимуту плоскости поляризации светового потока, отраженного от поверхности образца с помощью, например, ячейки Фарадея, установленной перед анализатором. Как показал Линс [2], действие этой ячейки эквивалентно колебаниям анализатора, совершающимся в противофазе. Тогда, если $\theta=\theta_0+a\sin\omega t$, то, подставив это выражение в (4), получим действующее значение первой гармоники анодного тока ФЭУ

$$I=\frac{1}{\sqrt{2}}T_1^4 n a r_S\left[r_S\theta_0+r_K\frac{J}{J_S}\cos\left(\delta_S-\delta_K\right)\right], \quad (17)$$

где a — амплитуда модуляции.

Из этого уравнения легко получить выражение для угла установки анализатора, при котором $I=0$

$$\theta_0=-\frac{r_K}{r_S}\cdot\frac{J}{J_S}\cos\left(\delta_S-\delta_K\right),$$

которое совпадает с выражением (5).

В случае регистрации фототока в функции напряженности магнитного поля удобно установить $I=0$, например, при $J=-J_S$. Тогда из (17) получим

$$I=\frac{1}{\sqrt{2}}T_1^4 nar_S r_K \cos(\delta_S-\delta_K)\left(1+\frac{J}{J_S}\right). \qquad (18)$$

Чтобы определить отношение L_{ni} сигнала к шуму при модуляции светового потока по плоскости поляризации в случае регистрации фототока, необходимо найти среднеквадратическое значение шумового тока ФЭУ. Для этого воспользуемся формулой (8), в которую в качестве среднего значения тока фотокатода подставим

$$\bar{I}=\frac{1}{2}T_1^4\frac{n}{\beta}\left[c^2(r_P^2+r_S^2)+r_S^2\theta_0^2+\frac{1}{2}r_S^2a^2+r_K^2+\right.$$
$$\left.+2\frac{J}{J_S}\theta_0 r_K r_S\cos(\delta_S-\delta_K)\right]. \qquad (19)$$

Тогда, учитывая, что обычно $a\gg\theta_0$ и $a\gg c$, получим

$$\bar{I}_{ш}=T_1^2\beta^{\frac{1}{2}}ar_S\left[\frac{ne\Delta fm}{2(m-1)}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (20)$$

Отсюда отношение L_{ni} сигнала к шуму в случае регистрации фототока ФЭУ составит

$$L_{ni}=T_1^2\left[\frac{n(m-1)}{\beta e\Delta fm}\right]^{\frac{1}{2}}r_K\cos(\delta_S-\delta_K)\left(1+\frac{J}{J_S}\right). \qquad (21)$$

Найдем теперь отношение $L_{n\theta}$ сигнала к шуму в случае регистрации изменений угла θ поворота анализатора, если неточность $\Delta\theta$ установки анализатора определяется шумами ФЭУ. Будем отсчитывать θ от положения θ_1, соответствующего, например, $J=-J_S$. Тогда, воспользовавшись уравнением (5), получим

$$\theta=\theta_0-\theta_1=-\frac{r_K}{r_S}\cos(\delta_S-\delta_K)\left(1+\frac{J}{J_S}\right),$$

что совпадает с (11).

Используя те же рассуждения, что и при выводе уравнения для действующего отклонения сигнала от минимума из-за ошибки $\Delta\theta$ в установке анализатора в положение θ_0, получим

$$I_{\theta_0+\Delta\theta}-I_{\theta_0}=\frac{1}{\sqrt{2}}T_1^4 nar_S^2\Delta\theta, \qquad (22)$$

откуда с учетом (20) определим $\Delta\theta$

$$\Delta\theta=\frac{1}{T_1^2}\left[\frac{e\Delta fm\beta}{n(m-1)}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (23)$$

Тогда отношение $L_{n\theta}$ сигнала к шуму для случая снятия петли гистерезиса по углу поворота анализатора будет

$$L_{n\theta} = T_1^2 \left[\frac{n\,(m-1)}{\beta e \Delta f m} \right]^{\frac{1}{2}} r_K \cos(\delta_S - \delta_K) \left(1 + \frac{J}{J_S}\right), \tag{24}$$

что совпадает с выражением (21), т. е.

$$L_{nt} = L_{n\theta} = L_n$$

Из уравнений (10), (16), (21) или (24) можно найти значение отношений сигнала к шуму для исследованных способов модуляции и регистрации петли гистерезиса. Для проведения количественной оценки воспользуемся данными [3] физических измерений пленок сплава NiFe. Образцы характеризуются следующими параметрами: $r_K = 0{,}71 \cdot 10^{-3}$; $r_S = 0{,}82$; $r_P = 0{,}60$; $\delta_S = 164°$; $\delta_K = 40°$. Площадь сечения луча $S = 10^{-6}$ м^2, плотность светового потока $P = 2 \cdot 10^3$ Вт/м^2 (лазер ЛГ-55, длина волны $\sim 0{,}63$ мкм); $T_1 \approx 1$; $C = 5 \cdot 10^{-3}$; погрешность отсчета по угломерному устройству $u = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ рад; $\Delta f = 5$ Гц; $e = 1{,}6 \cdot 10^{19}$ К. Данные ФЭУ (ФЭУ-28): $S_\lambda = 0{,}1$ мкА/мВт; $m = 11$; $\beta = 3 \cdot 10^5$. Результаты сведены в таблицу.

Изменение намагниченности от начального значения (%)	Состояние образца при изменении намагниченности	L_{at}	$L_{a\theta}$	L_n
2,5	$J = -0{,}95\,J_S$	0,5	0,05	10
50	$J = 0$	10	1	200
100	$J = +J_S$	20	2	400

Совершенно очевидно, что способ модуляции плоскости поляризации отраженного от образца света является наилучшим с точки зрения отношения сигнала к шуму. Построение петли гистерезиса путем регистрации угла поворота анализатора приводит к следующим выражениям [4] для максимальной относительной погрешности определения угла вращения Керра φ_K и коэрцитивной силы H_c

$$\frac{\delta\varphi_K}{\varphi_K} = \frac{2\Delta\theta}{\varphi_K} + \frac{2u}{\varphi_K}\,; \tag{25}$$

$$\frac{\delta H_c}{H_c} = \operatorname{ctg}\gamma \left(\frac{2\Delta\theta_{0,5}}{\varphi_K} - \frac{\Delta\theta_{1,0}}{2\varphi_K} \right) + \frac{\Delta H}{H}\,, \tag{26}$$

где $\varphi_K = 3 \cdot 10^{-3}$ рад, что типично для пермаллоевых пленок; γ — угол наклона вертикальной ветки петли гистерезиса, равный, например, $\sim 0{,}8$ рад; $\Delta\theta_{0,5}$ и $\Delta\theta_{1,0}$ — ошибка в установке угла поворота анализатора в положение, соответствующее минимуму фототока в точках, где образец перемагничен наполовину и полностью, в данном случае $\Delta\theta_{0,5}=\Delta\theta_{1,0}=\Delta\theta_{\text{п}}$ и вычисляется по формуле (23); $\Delta H/H$ — погрешность определения напряженности магнитного поля, которую в данном случае примем равной 1,5%.

Поскольку $\Delta\theta_{\text{п}}=0{,}3\cdot10^{-5}$ рад, то из (25) и (26) получим

$$\frac{\delta\varphi_K}{\varphi_K}\approx 2\% \text{ и } \frac{\delta H_c}{H_c}\approx 2\%.$$

Необходимо отметить, что в данном анализе не были приняты в расчет погрешности, связанные с неточностью установки поляризатора, возможной неоднородностью поверхности образца, несовершенством модулятора и некоторые другие. Учет их влияния необходимо провести дополнительно.

В результате проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Наиболее целесообразным методом модуляции светового потока является модуляция плоскости поляризации отраженного от образца света.

2. Метод регистрации петель гистерезиса путем отсчета угла поворота анализатора, соответствующего нулевому показанию фазочувствительного детектора, является более предпочтительным, чем метод непрерывного отсчета изменений фототока, так как в первом случае сводятся к минимуму ошибки за счет изменения спектральной чувствительности ФЭУ, коэффициента усиления усилителя и плотности потока излучения, происходящие из-за изменения напряжения источников питания и окружающих условий.

3. Погрешность измерения угла вращения Керра и коэрцитивной силы может быть снижена путем увеличения плотности светового потока P, спектральной чувствительности ФЭУ S_λ и сужением полосы пропускания усилителя Δf.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lissberger P. H. «J. Opt. Soc. Am.», 1961, № 9.
2. Lins V. IEEE. Trans. Magnetics, 1967. MAG-3, № 4, 599.
3. Dove D. J. Appl. Phys. 1964, № 6, 1991.
4. Червинский М. М. Материалы Всесоюзного научно-технического совещания «Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры», ЛОНТО Приборпром, 1972.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК (621.317.441.2+621.317.43): 621.318.15

М. М. НАГОРНАЯ, Л. Г. СОЛОВЬЕВА, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА
ВНИИМ

К МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ НА ОСНОВЕ КАРБОНИЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

Основными приемо-сдаточными характеристиками магнитодиэлектриков на основе порошка карбонильного железа являются начальная магнитная проницаемость, частотный коэффициент потерь и температурный коэффициент магнитной проницаемости [1]. Наибольшие трудности при проведении испытаний образцов этого материала вызывает определение коэффициента частотных потерь. Как известно, коэффициент частотных потерь рассчитывается по формуле

$$\eta_{ч}=\frac{\operatorname{tg}\delta_2-\operatorname{tg}\delta_1}{f_2-f_1}=\frac{\frac{r_{п2}}{\omega L_2}-\frac{r_{п1}}{\omega L_1}}{f_2-f_1}=\frac{1}{2\pi L}\cdot\frac{\frac{r_{п2}}{f_2}-\frac{r_{п1}}{f_1}}{f_2-f_1}, \qquad (1)$$

где $\operatorname{tg}\delta_2$, $\operatorname{tg}\delta_1$; $r_{п2}$, $r_{п1}$; L_2 и L_1 — тангенсы угла потерь, сопротивления потерь и индуктивности соответственно при частотах f_2 и f_1.

Методический нормативный документ [2] рекомендует измерять частотный коэффициент потерь кольцевых образцов карбонильного железа мостовым методом в диапазоне частот 100 кГц÷1 МГц (в области линейной зависимости тангенса угла потерь от частоты). Для определения магнитных характеристик образец покрывается тонким слоем изоляционного материала (например, фторопластовая лента), а затем на него наматываются витки обмотки (провод ЛЭШО 21×0,05), число которых выбирается в зависимости от пределов измерительной аппаратуры. Испытание нескольких партий образцов магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа по методике [2] показало, что

1) измерения тангенса угла потерь этих материалов можно начинать только с частоты 200 кГц, так как сопротивления потерь, пропорциональные $\operatorname{tg}\delta$ материала на частоте $f\leqslant 100$ кГц,

составляют сотые доли ома (при 170 витках намагничивающей обмотки), что является предельным для рекомендованной аппаратуры;

2) зависимость $\operatorname{tg}\delta = F(f)$ не является линейной в указанном диапазоне частот, следовательно, понятие коэффициента частотных потерь теряет смысл.

Нелинейный рост $\operatorname{tg}\delta$ с частотой можно объяснить влиянием диэлектрических потерь в самом сердечнике, так как поправки на поверхностный эффект в проводе и собственную емкость

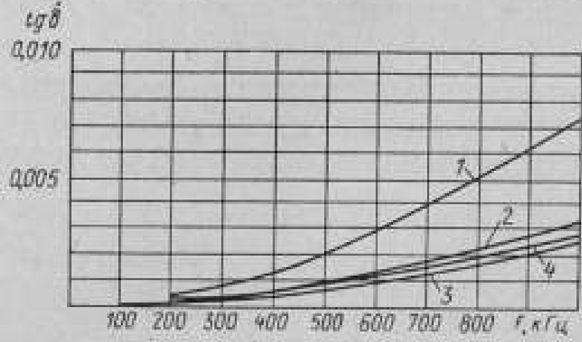


Рис. 1. Зависимость тангенса угла потерь от частоты для образца:

1 — без каркаса; 2 — в каркасе толщиной 0,5 мм; 3 — в каркасе толщиной 1 мм; 4 — в каркасе толщиной 2 мм

обмотки были учтены в соответствии с рекомендованной методикой. Следовательно, сопротивление, измеренное на мосте, складывается из двух составляющих: сопротивления потерь $r_п$, пропорционального углу магнитных потерь, и сопротивления $r_д$, пропорционального углу диэлектрических потерь. Таким образом, соответствующий измеренному сопротивлению $\operatorname{tg}\delta'$ может быть записан в виде

$$\operatorname{tg}\delta' = \frac{r_п + r_д}{\omega L}, \text{ где } \frac{r_п}{\omega L} = \operatorname{tg}\delta,$$

откуда

$$\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}\delta' - \frac{r_д}{\omega L}. \qquad (2)$$

Согласно [3], сопротивление диэлектрических потерь в сердечнике зависит от частоты намагничивающего поля и величины измеряемой индуктивности обмотки с сердечником L в соответствии с формулой

$$r_д = \omega^3 L^2 C_x \delta_\varepsilon, \qquad (3)$$

где C_x — собственная емкость обмотки; δ_ε — угол диэлектрических потерь сердечника. Так как угол диэлектрических потерь в сердечнике на данных частотах неизвестен и внесение поправок в соответствии с формулой (3) не представляется возможным, то для уменьшения влияния диэлектрических потерь с целью удаления обмотки от образца были проведены испытания образцов магнитодиэлектриков в каркасах из фторопласта разной толщины. Как видно из рис. 1, минимальные значения $\mathrm{tg}\,\delta$ и его зависимость от частоты получены при толщине стенок каркаса $l=1$ мм. Это, очевидно, можно объяснить тем, что при толщине стенок менее 1 мм еще влияют диэлектрические свойства сердечника, а свыше 1 мм начинают влиять свойства материала каркаса.

Для проверки правильности выбора материала каркаса (фторопласта) были проведены испытания образца магнитодиэлектри-

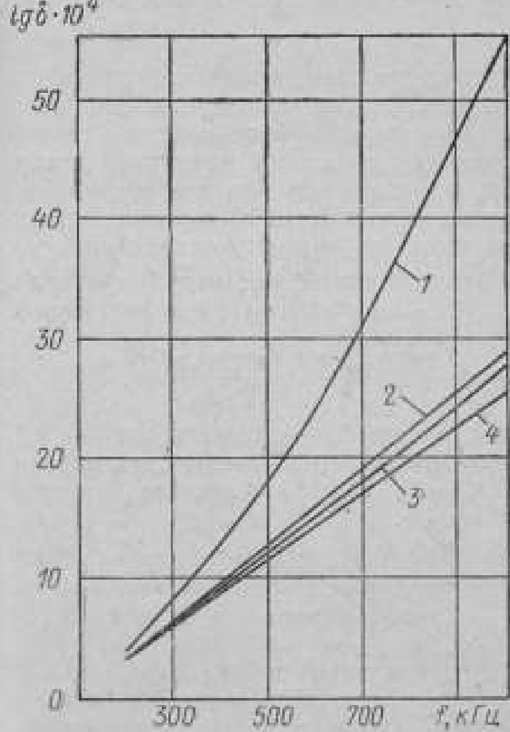


Рис. 2. Зависимость тангенса угла потерь от частоты для образца:

1 — без каркаса; 2 — в каркасе из оргстекла; 3 — в каркасе из эбонита; 4 — в каркасе из фторопласта

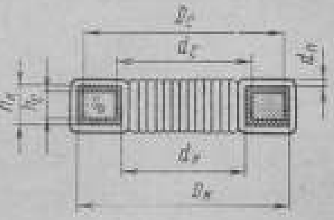


Рис. 3. Разрез образца в каркасе с нанесенной на него обмоткой

$d_к$, $D_к$, $d_с$ и $D_с$ — внутренний и наружный диаметр каркаса и сердечников соответственно; $h_с$ и $h_к$ — высота каркаса и сердечника; $d_п$ — диаметр провода

ка на основе карбонильного железа в каркасах из разных материалов с одинаковой толщиной стенок (1 мм). Диэлектрические свойства этих материалов приведены в табл. 1 (справочные данные).

Результаты определения $\mathrm{tg}\,\delta$ (рис. 2) позволяют сделать вы-

Таблица 1

Материал каркаса	Диэлектрическая проницаемость ε	Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon$
Фторопласт	—	0,0002
Эбонит	4÷4,5	0,015
Оргстекло	3÷3,6	0,06

вод, что при вычислении частотного коэффициента потерь кольцевые образцы магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа необходимо помещать в каркас из фторопласта с толщиной стенок 1 мм. При определении начальной магнитной проницаемости $\mu_н$ и $\operatorname{tg}\delta$ необходимо учитывать влияние воздушного потока через каркас и обмотку сердечника. Измеренная индуктивность L_Σ обмотки, нанесенной на образец поверх каркаса, выше индуктивности $L_{обр}$, эквивалентной магнитной проницаемости образца $\mu_н$, на величину $L_{возд}$, обусловленную воздушным потоком, т. е.

$$L_\Sigma = L_{обр} + L_{возд} = \mu_н \frac{4S_0W^2\cdot 10^{-7}}{d_{ср}} + \frac{4S_в W^2\cdot 10^{-7}}{d_{ср}}, \tag{4}$$

где $d_{ср}$ — средний диаметр образца; S_0 — площадь сечения образца; $S_в$ — площадь сечения воздушного пространства, занятого каркасом и обмоткой, $S_в = S_\Sigma - S_0$; S_Σ — площадь сечения сердечника с каркасом и обмоткой.

В соответствии с рис. 3.

$$S_0 = \frac{D_c - d_c}{2} h_c;$$

$$S_\Sigma = \frac{(D_к + d_п) - (d_к - d_п)}{2}(h_к + d_п); \tag{5}$$

$$S_в = \left(\frac{D_к - d_к}{2} + d_п\right)(h_к + d_п).$$

Геометрическая индуктивность образца составляет

$$L_0 = \frac{4S_0W^2}{d_{ср}10^7}. \tag{6}$$

Тогда, подставив (6) в (4), получим:

$$L_\Sigma = \mu_н L_0 + L_0 \frac{S_в}{S_0}, \tag{7}$$

откуда

$$L_{обр} = \mu_н L_0 = L_\Sigma - L_0 \frac{S_в}{S_0}. \tag{8}$$

Разделив обе части равенства (8) на L_0, получим

$$\mu_н = \mu_н' - \frac{S_в}{S_0}, \tag{9}$$

где $\mu_н'$ — начальная магнитная проницаемость образца, определенная по измеренной индуктивности L_Σ. Поправочный член $S_в/S_о$ для образцов материалов с $\mu_н \approx 12$ составляет около 7%. Тангенс угла потерь материала образца определяется как

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{r_п}{\omega L_{обр}} = \frac{r_п L_\Sigma}{\omega L_{обр} L_\Sigma} = \operatorname{tg}\delta'' \frac{L_\Sigma}{L_{обр}}$$

или

$$\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}\delta'' \left(1 + \frac{S_в}{\mu_н S_о}\right), \tag{10}$$

где $\operatorname{tg}\delta''$ — тангенс угла потерь образца, определенный по результатам измерений характеристик образца в каркасе.

Подставив (10) в (1), получим выражение для коэффициента частотных потерь $\eta_ч$ с учетом поправки на воздушный поток

$$\eta_ч = \frac{\left(\operatorname{tg}\delta_2'' - \operatorname{tg}\delta_1''\right)\left(1 + \frac{S_в}{\mu_н S_о}\right)}{f_2 - f_1}$$

или

$$\eta_ч = \eta_ч''\left(1 + \frac{S_в}{\mu_н S_о}\right), \tag{11}$$

где $\eta_ч$ — коэффициент частотных потерь, определенный по результатам измерений характеристик образца в каркасе.

В табл. 2 в качестве примера приведено значение коэффициента частотных потерь $\eta_{ч1}$, определенного по результатам измерения индуктивности и сопротивления обмотки с образцом без каркаса в диапазоне частот 200—1000 кГц [2], и значение $\eta_{ч2}$, полученное при частотах 200 и 300 кГц на образце в каркасе.

Таблица 2

Номер образца	Коэффициент частотных потерь $\rho \cdot 10^{6}$, 1/Гц, измеренный	
	на образце без каркаса	на образце в каркасе
1	6	3
2	8	2
3	6	2

В результате проведенных исследований во ВНИИМ разработаны рекомендации, которые были учтены при пересмотре ГОСТ 13610-68. В соответствии с этими рекомендациями образец должен испытываться в каркасе из фторопласта с толщиной стенок 1 мм. Для определения коэффициента частотных потерь измерения индуктивности и сопротивления обмотки с образцом производятся при частотах 200 и 300 кГц. При определении начальной магнитной проницаемости и коэффициента частотных потерь должны быть внесены поправки на влияние зазора между обмоткой и сердечником.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 13610-68. Железо карбонильное радиотехническое.
2. ГОСТ 12635-67. Материалы магнитномягкие высокочастотные.
3. Рабкин Л. И., Шольц Н. Н. Магнитодиэлектрики и феррокатушки. Госэнергоиздат, 1948.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.317.4.088.228: 621.318.4

И. О. ШЕЛДУКОВ
ВНИИМ

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИНДУКТИВНОСТИ

Температурные коэффициенты катушек индуктивности (TKL) в диапазоне значений $(10\div100)\cdot10^{-6}$ 1/град. в настоящее время определяются главным образом генераторным методом, так как непосредственное измерение столь малых приращений индуктивности с помощью мостов не представляется возможным. Генераторный метод состоит в том, что исследуемую катушку включают в качестве индуктивности в задающий контур автогенератора, а по изменению частоты судят об изменении индуктивности, обусловленном изменением температуры. Температурный коэффициент индуктивности определяется по формуле

$$TKL = \frac{2\,(f_1 - f_2)}{f_1\,(t_2 - t_1)}\,, \qquad (1)$$

где f_1 и f_2 — частота генерации при температуре t_1 и t_2 соответственно.

Если катушка содержит ферромагнитный сердечник, то температурный коэффициент магнитной проницаемости его ($TK\mu$) определяется по аналогичной формуле с введением поправки на TKL той же катушки без сердечника.

Измерения TKL и $TK\mu$ обычно производятся следующим образом. Исследуемая катушка помещается в камеру термокриостата, при этом генератор и конденсаторы, включенные в контур, находятся в отдельном термостате, расположенном рядом с термокриостатом. Иногда в камеру термокриостата помещают также конденсатор контура, но это резко увеличивает погрешности измерений, так как температурный коэффициент емкости современных конденсаторов имеет тот же порядок $(30\div50)\cdot$ $\cdot10^{-6}$ 1/град, что и TKL измеряемых катушек, и, кроме того, известен недостаточно точно. Поэтому такой случай в данных исследованиях не рассматривался.

Так как индуктивность L и емкость C контура в одинаковой степени влияют на частоту генератора, необходимо оценить, как влияет изменение емкости на частоту генератора и в конечном итоге на точность определения температурного коэффициента магнитной проницаемости сердечника. Будем считать, что емкость конденсатора контура, находящегося в термостате, неизменна. Тогда остаются три емкости, которые могут изменяться с температурой, а именно: емкость исследуемой катушки на стенке камеры термокриостата C'; емкость кабеля, соединяющего исследуемую катушку с генератором, C''; собственная емкость исследуемой катушки C_0.

Рассмотрим влияние емкости C'. Пусть определяется температурный коэффициент катушки цилиндрической формы с площадью боковой поверхности 30 см², находящейся на расстоянии 10 см от стенок камеры термокриостата. Считая обмотку катушки выполненной сплошным плоским проводником, получаем $C'=0{,}2$ пФ.

При нагревании камеры термокриостата на 1°С и ее расширении емкость изменится на величину*

$$\frac{\Delta C'}{C'}=\frac{\Delta S}{S}-\frac{\Delta d}{d}=\frac{2a\Delta a}{a^2}-\frac{\Delta d}{d}=\frac{2\alpha a}{a}-\frac{\alpha d}{d}=\alpha,$$

где a — размер квадратных пластин; d — расстояние между пластинами; α — коэффициент линейного расширения камеры и катушки. Если камера выполнена из дюралюминия, то $\alpha=22\cdot10^{-6}$ 1/град и $\Delta C'=4{,}4\cdot10^{-6}$ пФ. Если общая емкость контура $C_к=100$ пФ, то поправка к TKL на изменение емкости C' составит $\frac{\Delta C'}{C_к\,\Delta t}=0{,}044\cdot10^{-6}$ 1/град и ею можно пренебречь.

При определении влияния емкости C'' возникает целый ряд трудностей. Во-первых, величина этой емкости и ее температурного приращения будет зависеть от конструкции установки, длины кабеля и т. д. Во-вторых, она может изменяться вследствие неабсолютной жесткости конструкции. Наконец, при нагреве камеры термокриостата вдоль кабеля устанавливается некоторый градиент температуры, зависящий также от окружающей температуры, а это не позволяет получить повторяемость изменений емкости кабеля при циклическом нагреве — охлаждении камеры термокриостата. Величина C'' может составлять $10\div15$ пФ, а ее изменения с температурой, в зависимости от конструкции, могут достигать $(2{,}5\div5)\cdot10^{-3}$ пФ/град, что дает поправку к TKL порядка $(25\div50)\cdot10^{-6}$ 1/град.

Не менее сложно учесть влияние емкости C_0. Как ее величина, так и ее приращение будут зависеть от конструкции катушки, материала сердечника, материала каркаса, типа провода, влажности и т. д.

Ввиду трудности теоретического получения поправок, учитывающих влияние емкостей C'' и C_0 на результат измерения TKL, предлагается методика измерений, автоматически учитывающая эти поправки. Дифференцируя формулу $f=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, имеем

$$\frac{\Delta f}{f}=-\frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta L}{L}-\frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta C}{C},$$

откуда

---

* Емкость рассматриваем как емкость плоского конденсатора.

$$\frac{\Delta L}{L}=-\frac{2\Delta f}{f}-\frac{\Delta C}{C} \tag{2}$$

или, разделив на $\Delta t=t_2-t_1$, получим

$$TKL=\frac{\Delta L}{L\Delta t}=-\frac{2\Delta f}{f\Delta t}-\frac{\Delta C}{C\Delta t}. \tag{3}$$

Здесь член $\frac{\Delta C}{C\Delta t}$ является поправкой на изменение емкости, причем под ΔC следует понимать обусловленое перечисленными выше причинами изменение суммарной емкости контура генератора в промежутке между двумя измерениями при температурах t_1 и t_2.

Измерения проводятся следующим образом. При температуре t_1 определяется частота f_1, соответствующая индуктивности L_1 и суммарной емкости контура C_1. Затем к контуру генератора подключается добавочная емкость $C_д$, изменяющая частоту генерации на $7\div10\%$, и измеряется новая частота f_2, соответствующая индуктивности L_1 и емкости контура $C_1+C_д$. Затем при температуре t_2 измеряется частота f_3, соответствующая новым значениям индуктивности L_2, емкости контура C_2, и частота f_4, полученная добавлением в контур той же емкости $C_д$.

Таким образом

$$f_1=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_1C_1}},\ f_2=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_1(C_1+C_д)}},$$

$$f_3=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_2C_2}},\ f_4=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_2(C_2+C_д)}},$$

откуда

$$\frac{f_1^2}{f_2^2}=\frac{C_1+C_д}{C_1}=A^2;\quad \frac{f_3^2}{f_4^2}=\frac{C_2+C_д}{C_2}=B^2;$$

$$C_1=\frac{C_д}{A^2-1};\ \ C_2=\frac{C_д}{B^2-1};\ \ \frac{\Delta C}{C}=\frac{C_2-C_1}{C_1}=\frac{A^2-B^2}{B^2-1}.$$

Так как частоты f_1 и f_2, f_3 и f_4 близки по значению, последнее выражение можно упростить

$$\frac{\Delta C}{C}=\frac{A-B}{B-1}=\frac{\frac{f_1}{f_2}-\frac{f_3}{f_4}}{\frac{f_3}{f_4}-1}. \tag{4}$$

Подставляя (4) в (3), получим окончательно

$$TKL=\frac{2(f_1-f_3)}{f_1(t_2-t_1)}-\frac{\frac{f_1}{f_2}-\frac{f_3}{f_4}}{\left(\frac{f_3}{f_4}-1\right)(t_2-t_1)}. \tag{5}$$

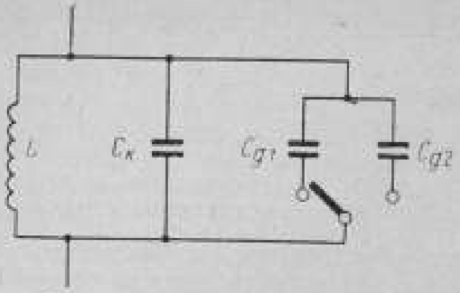


Схема подключения конденсаторов

Формула выведена при условии, что емкость $C_д$ не меняет своей величины за время измерения и, кроме того, является безындуктивным конденсатором, причем провода, которыми она подключается к контуру генератора, также безындуктивны.

Последнее условие непосредственно не может быть выполнено. Однако, можно подобрать два или более конденсаторов с разной емкостью и одинаковой индуктивностью, смонтировать их на симметричном (в отношении индуктивности) переключателе и подключить к контуру генератора, как это показано на рисунке. В описываемых исследованиях в качестве переключателя использовался тумблер *ТП*1-2, помещенный в экран.

После подгонки конденсаторы отличались по индуктивности не более чем на $0{,}5 \cdot 10^{-9}$ Г. Конденсаторы были взяты типа КСО-11 с номинальными значениями емкости 100 и 150 пФ. Подгонка производилась путем измерения емкости и сравнения расчетной резонансной частоты конденсаторов с фактической.

Возможен другой путь учета поправки на изменение емкости контура генератора — введение добавочной индуктивности вместо емкости $C_д$.

В этом случае при температуре t_1 имеем

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}; \quad f_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_д) C_1}}, \tag{6}$$

а при температуре t_2, соответственно

$$f_3 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}} \text{ и } f_4 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_2 + L_д) C_2}}. \tag{7}$$

Определив L_1 и L_2 из (6) и (7), находим

$$\frac{L_2 - L_1}{L_1} = \frac{\dfrac{f_1^2}{f_2^2} - \dfrac{f_3^2}{f_4^2}}{\dfrac{f_3^2}{f_4^2} - 1}.$$

Окончательно, произведя упрощения, получим

$$TKL = \frac{\dfrac{f_1}{f_2} - \dfrac{f_3}{f_4}}{\left(\dfrac{f_3}{f_4} - 1\right)(t_2 - t_1)}.$$

По предлагаемой методике был исследован TKL катушек индуктивности на цилиндрическом каркасе из керамики (L_1) и катушек на броневых сердечниках (L_2). Измерения проводились в течение двух недель в условиях резко изменяющейся погоды, катушки хранились в комнате, камера термокриостата, в которой проводились измерения, не была герметична. Диапазон температур составлял 25—65° С. Результаты измерений приведены в таблице.

Как видно из таблицы, наибольшее отклонение от среднего значения TKL катушки L_1, вычисленное без поправки, составляет 5%. Кроме того, значение TKL, взятое без поправки, примерно в два раза больше его значения с поправкой.

Номер изделия	$\frac{2(f_1-f_3)}{f_1 \Delta t}$		$\frac{\frac{f_1}{f_2}-\frac{f_3}{f_4}}{\left(\frac{f_3}{f_4}-1\right)(t_2-t_1)}$		Температурный коэффициент индуктивности $TKL \cdot 10^6$ 1/град	
	для катушки $L_1 = 6$ мкГ	для катушки $L_2 = 107$ мкГ	для катушки $L_1 = 6$ мкГ	для катушки $L_2 = 107$ мкГ	для катушки $L_1 = 6$ мкГ	для катушки $L_2 = 107$ мкГ
1	88	—13	43	100	45	—113
2	93	+14	52	120	41	—106
3	84	0	42	110	42	—110
4	95	—17	51	102	44	—119

Для катушки L_2 влияние изменения собственной емкости с изменением температуры значительно сильнее, так как обмотка катушки многовитковая и многослойная. В этом случае отклонения результатов единичных измерений от среднего значения TKL, вычисленные без поправки и с поправкой, составляют 450 и 3% соответственно, а среднее значение TKL с поправкой в 27 раз больше, чем без поправки.

Проведенные исследования показали необходимость введения поправок на изменение собственной емкости катушки, что особенно существенно при определении величины $TK\mu$, т. е. свойств материала сердечника.

Поступила в редакцию
31.08.1972 г.

УДК 621.317.423

В. Г. АНТОНОВ, Е. Н. ЧЕЧУРИНА
ВНИИМ

СПОСОБЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ СТЕРЖНЕЙ

Определение магнитных характеристик материалов в разомкнутой магнитной цепи обусловлено широким применением в практике материалов и образцов, контроль свойств которых в замкнутой цепи невозможен. К ним относятся слабомагнитные стали, миниатюрные образцы и проволоки малого поперечного сечения, ферритовые антенны и др. Испытание материалов в разомкнутой цепи и, в частности, определение основных кривых намагничивания, проводится недостаточно, преимущественно для материалов с малой магнитной проницаемостью, что объясняется главным образом трудностью определения коэффициентов размагничивания.

Используя коэффициент размагничивания N, можно найти связь между характеристикой материала и конкретного образца по формулам [1]

$$H = H_e - NI; \tag{1}$$

$$\mu' = \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)}, \tag{2}$$

где H_e — напряженность поля, создаваемого намагничивающим устройством, в которое помещен образец; H — напряженность поля внутри образца, вызывающая в нем намагниченность I (индукцию B); μ' — относительная магнитная проницаемость образца, определяемая отношением $\frac{\mu_0 (H + I)}{H_e} = \frac{B}{H_e}$; μ — относительная магнитная проницаемость материала, равная B/H.

Так как намагничивание сплошных и полых цилиндров и призм подчиняется одним и тем же законам [2, 3], то ограничимся рассмотрением способов определения N сплошных цилиндрических стержней, полагая результаты, полученные ниже, справедливыми для остальных перечисленных форм.

Коэффициенты размагничивания цилиндрических стержней могут быть рассчитаны или определены экспериментально. В [4, 5] дан способ расчета N стержней во всем диапазоне магнитной проницаемости материала в предположении, что средняя по сечению проницаемость материала в каждом сечении одинакова и не зависит от намагниченности. Однако, как будет показано далее, хорошее совпадение расчетных значений с результатами экспериментов наблюдается только в двух случаях: когда $\mu \to 1$ и $\mu \to \infty$. Если же $1 < \mu < \infty$, то расчетное значение N может значительно отличаться от измеренного в зависимости от относительных размеров, магнитной проницаемости и намагниченности материала стержня. Поэтому при испытаниях магнитных материалов в разомкнутой магнитной цепи величину N обычно определяют экспериментально различными способами, причем вследствие недостаточной изученности погрешностей вопрос о возможности применения этих способов для точного определения N остается нерешенным.

Для оценки точности и пределов применимости расчетного и экспериментальных способов авторами проводились измерения центральных коэффициентов размагничивания. Коэффициенты размагничивания определялись способами сопоставления измерений в разомкнутой и замкнутой цепи, безгистерезисного намагничивания и путем измерения тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности стержней. Образцами служили стержни диаметром 10 мм, изготовленные из различных марок сталей с отношением длины к диаметру $\lambda = 40$ и имевшие максимальную магнитную проницаемость материала от 4000 до 30.

Для определения N *способом сопоставления с замкнутой цепью* [2] достаточно определить проницаемости стержня и материала

$$N = \frac{1}{\mu - 1}\left(\frac{\mu}{\mu'} - 1\right). \tag{3}$$

Большинство работ, посвященных определению коэффициентов размагничивания стержней, основывается именно на этом способе. Проницаемость μ материала определяется по измерениям на эллипсоидах и тороидах, выполненных из тех же материалов, что и стержни, или путем испытания стержней в ярме, а проницаемость μ' стержня — в однородном поле соленоида. В наших измерениях для повышения достоверности результатов проницаемость материала определялась как в пермеаметре, так и по измерениям на тороидах, изготовленных из тех же кусков материалов, что и стержни, и отожженных вместе с ними. Ярмо пермеаметра было набрано из листовой электротехнической стали и имело сечение, превышающее сечение стержней в 35 раз, что позволило пренебречь его магнитным сопротивлением. Напряженность поля пермеаметра вблизи поверхностей стержней измерялась с помощью катушки, имевшей две коаксиальные обмотки с равным числом витков, включенных встречно. Начальная проницаемость $\mu_н$ определялась на тороидах. Проницаемость μ' измерялась в однородном (до 1%) поле соленоида при индукциях, близких к индукции, соответствующей максимальной проницаемости μ_{max}. Результаты измерений и расчеты по формуле (3) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер образца	Относительная проницаемость материала стержня		Относительная проницаемость стержня	Коэффициент размагничивания ед. СИ. 10^3
	максимальная	начальная		
1	4150	43	525	1,66
2	2300	50	485	1,64
3	1150	150	400	1,62
4	425	100	265	1,43
5	150	60	130	1,0

В табл. 1 даны значения коэффициентов размагничивания как функции от максимальной магнитной проницаемости образцов, что позволяет сопоставлять способы измерения N для различных видов материалов.

Инструментальные погрешности определения N можно получить из (3), пренебрегая единицей по сравнению с μ_{max}

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{\Delta\mu_{max}+\Delta\mu'}{\mu_{max}-\mu'}+\frac{\Delta\mu_{max}}{\mu_{max}}+\frac{\Delta\mu'}{\mu'}. \qquad (4)$$

Так как при измерении индукционно-баллистическим методом $\frac{\Delta\mu'}{\mu'}=1{,}5\%$, $\frac{\Delta\mu_{max}}{\mu_{max}}=3\%$, то значения погрешностей $\Delta N/N$ составляют 8—10% для образцов с $\mu_{max}>1000$ и 10—40% для образцов с $\mu_{max}<1000$. Приведенные выше погрешности являются наибольшими. В рассматриваемом случае при измерениях применялись меры напряженности магнитного поля и магнитного потока высших разрядов, причем величины N получены как средние ряда измерений, поэтому реальные значения погрешностей составили 5—10%. Такое повышение точности подтверждается приведенными в табл. 3 результатами сопоставления различных способов определения коэффициентов размагничивания.

Анализ формулы (4) показывает, что погрешность $\Delta N/N$ уменьшается с уменьшением λ, так как при этом увеличивается разность между магнитной проницаемостью материала и образца. Соответственно с уменьшением μ_{max} эта разность уменьшается и погрешность $\Delta N/N$ возрастает. На основании изложенного можно сделать вывод о нецелесообразности применения способа сопоставления с замкнутой цепью при испытании слабомагнитных сталей и стержней с малым коэффициентом размагничивания. Для оценки же точности других способов измерения коэффициентов размагничивания этот способ является опорным, так как позволяет непосредственно сопоставить результаты измерений в разомкнутой и замкнутой цепях.

Определение N *способом безгистерезисного намагничивания* впервые описано Вюршмидтом [6, 7], Ланге [8] связал определенный таким образом коэффициент размагничивания стальных стержней с величиной коэрцитивной силы материала. Чернышев и Спиридович [9] обратили внимание на кажущееся увеличение его в области больших намагниченностей, обусловленное нелинейностью безгистерезисной кривой, и рекомендовали определять коэффициент размагничивания лишь на линейном участке безгистерезисной кривой. В настоящей работе коэффициенты размагничивания определялись в поле соленоида напряженностью H_e путем удаления измерительной катушки с образца, намагниченность которого $I_{б.г.}$ соответствовала безгистерезисной кривой намагничивания [9]. Безгистерезисное намагничивание осуществлялось наложением постоянного и убывающего практически до нуля переменного магнитного поля частотой 50 Гц. Замечено, что величина коэффициента размагничивания, рассчитанная по формуле

$$N_{\Sigma} = \frac{H_e}{I_{б.г.}}, \tag{5}$$

соответствует суммарному коэффициенту размагничивания, обусловленному не только формой образца (N), но и его микро- и макроскопической структурой ($N_{вн.}$). Следовательно, для получения величины N, зависящей от формы образца, необходимо знать внутренний коэффициент размагничивания $N_{вн.}$, так как

$$N = N_{\Sigma} - N_{вн}. \tag{6}$$

Величина $N_{вн.}$ определялась по намагниченности $I_{б.г.}$ на линейном участке безгистерезисной кривой и соответствующей ей напряженности поля H, причем безгистерезисная кривая была получена для исследуемых материалов в замкнутой магнитной цепи на тороидах и на стержнях, замкнутых ярмом пермеаметра

$$N_{вн} = \frac{H}{I_{б.г.}}. \tag{7}$$

Зная $N_{вн.}$, легко определить магнитную проницаемость на безгистерезисной кривой

$$\mu_{б.г} = \frac{I_{б.г.}}{H} + 1. \tag{8}$$

Результаты определения N_{Σ}, $N_{вн.}$, N и $\mu_{б.г.max}$ приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что с уменьшением $\mu_{б.г.max}$ возрастает $N_{вн.}$, а вместе с ним и N_{Σ}. Сопоставляя данные табл. 1 и 2, можно

Таблица 2

Номер образца	Суммарный коэффициент размагничивания, ед. СИ. 10^3	Внутренний коэффициент размагничивания, ед. СИ. 10^3	Коэффициент размагничивания, ед. СИ. 10^3	Максимальная магнитная проницаемость на безгистерезисной кривой
1	1,77	0,03	1,74	33 300
2	1,78	0,06	1,72	16 700
3	1,80	0,11	1,69	9 100
4	1,85	0,23	1,62	4 350
5	1,91	0,51	1,40	1 950

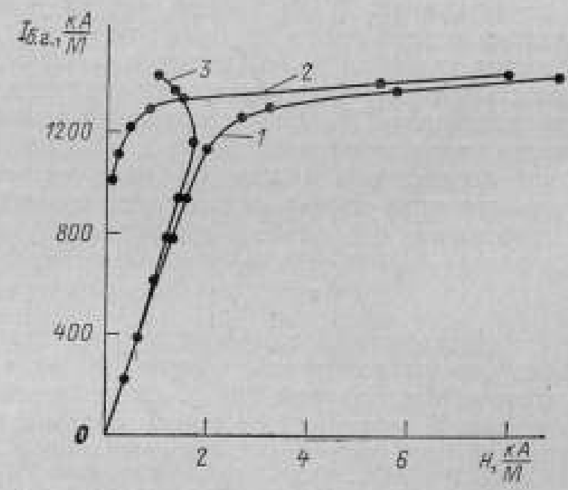


Рис. 1. Безгистерезисные кривые образца с $\mu_{max}=4150$, полученные:

1 — в разомкнутой цепи ($I_{б.г}=f(H_e)$); 2 — в замкнутой цепи ($I_{б.г}=f(H)$); 3 — вычитанием абсцисс кривой 2 из абсцисс кривой 1 при одинаковых намагниченностях ($I_{б.г}=f(H_e-H)$)

заметить, что $\mu_{max} \ll \mu_{б.г.max}$ и коэффициенты размагничивания, определенные по безгистерезисной кривой, больше коэффициентов, определенных способом сравнения с замкнутой цепью.

Поскольку с ростом $\mu_{б.г.max}$ разница $N_\Sigma - N$ уменьшается, то определение коэффициентов размагничивания по безгистерезисной кривой, полученной непосредственно на испытуемом образце, можно рекомендовать только для материалов с большим значением максимальной проницаемости ($\mu_{max}>1000$).

На рис. 1 даны кривые зависимостей $I_{б.г.}=f(H_e)$ и $I_{б.г.}=f(H)$, полученные в разомкнутой и замкнутой цепях, а также кривая $I_{б.г.}=f(H_e-H)$, характеризующая величину коэффициента размагничивания $N=\frac{H_e-H}{I_{б.г.}}$ в различных точках безгистерезисной кривой. Последняя кривая подтверждает связь N с величиной μ: с падением $\mu_{б.г.}$ уменьшается и N. Инструментальная погрешность определения величины N на основании (6) равна

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{\Delta N_{\Sigma}+\Delta N_{вн.}}{N_{\Sigma}-N_{вн.}}. \qquad (9)$$

Если $\frac{\Delta N_{\Sigma}}{N_{\Sigma}}=3\%$, $\frac{\Delta N_{вн.}}{N_{вн.}}=15-20\%$, то $\frac{\Delta H}{N}$ составит 3—5% для исследованных образцов с $\mu_{max}>1000$ и 5—12% для образцов с $\mu_{max}<1000$.

Способ измерения тангенциальной составляющей напряженности поля на поверхности образца известен по работам Дусслера [10, 11] и Вармута [12]. Расчет величины N образцов с $\lambda\geqslant\geqslant10$ производится по формуле

$$N=\frac{H_e-H_\tau}{I}, \qquad (10)$$

причем результат определения N тем точнее, чем ближе к поверхности образца измерена величина тангенциальной составляющей H_τ. Поскольку непосредственно на поверхности измерить H_τ невозможно, то эту величину находят экстраполяцией на основании измерений H_τ на разных расстояниях h от поверхности. В работе [13] H_τ измерялась посредством преобразователя Холла при минимальном расстоянии его центра от поверхности образца 1,2 мм, что, однако, не обеспечивает удовлетворительной точности. В настоящей работе для измерения H_τ применялась аппаратура с преобразователем Холла размером $0{,}3\times\times0{,}17\times0{,}015$ мм^3, что позволяет измерять величину H_τ на расстоянии 0,2 мм от поверхности образцов. Разработанная аппаратура дает возможность регулировать диаграмму направленности преобразователя и перемещать его в направлении трех координатных осей, что устраняет влияние нормальной составляющей напряженности поля и позволяет определить H_τ на поверхности образцов путем экстраполяции. Для образцов $\mu_{max}>1000$ измерялась величина H_τ, затем вычислялось размагничивающее поле $H_{тр}=H_e-H_\tau$. Напряженность размагничивающего поля на поверхности определялась как $H_{тр}/\alpha$, где α — отношение напряженности поля в точке измерения ($h/d=$ $=0{,}02$) и на поверхности образца. На рис. 2 даны зависимости $\alpha=f(h/d)$, определенные экспериментально. Инструментальная погрешность определения N на основании (10) будет

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{\Delta H_e+\Delta H_\tau}{H_e-H_\tau}+\frac{\Delta l}{l}+\frac{\Delta\alpha}{\alpha}, \qquad (11)$$

где $\Delta\alpha/\alpha$ — погрешность экстраполяции, не превышающая 1%. Поскольку для сплавов с $\mu_{max}<1000$ величины H_e и H_τ близки, то расчеты N по формуле (10) дают большие погрешности. Поэтому при испытании слабомагнитных материалов э. д. с. преобразователя, обусловленная внешним полем соленоида H_e, ком-

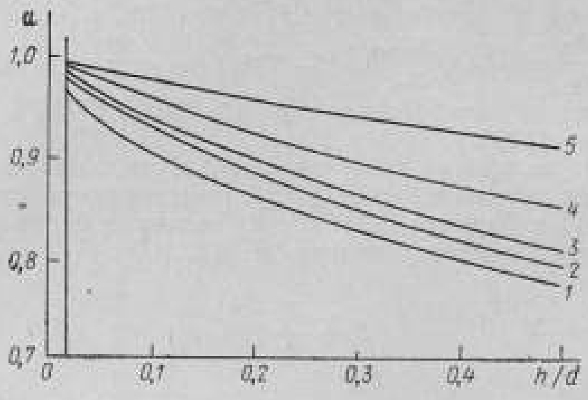


Рис. 2. Кривые изменения относительной величины тангенциальной составляющей напряженности размагничивающего поля α с увеличением относительного расстояния h/d от поверхности стержней с разной магнитной проницаемостью материала, полученные в области μ_{max}

Кривые 1÷5 соответствуют номерам образцов

пенсировалась электрическим путем. При этом измерялась непосредственно напряженность размагничивающего поля $H_{\tau р}$. Погрешность же определения N рассчитывалась по формуле

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{\Delta H_{\tau р}}{H_{\tau р}}+\frac{\Delta l}{l}+\frac{\Delta\alpha}{\alpha}+\frac{\Delta k}{k}, \qquad (12)$$

где $\Delta k/k$ — погрешность компенсации влияния поля соленоида, не превышающая 0,1%. В реальных условиях эксперимента $\Delta l/l=1\%$; $\Delta H_{\tau р}/H_{\tau р}=2\%$, тогда $\Delta N/N\leqslant 4\%$ для всех исследованных образцов с $150\leqslant\mu_{max}\leqslant 4000$, что является существенным преимуществом последнего из рассмотренных способов. Этим способом удается измерить N и для материалов с $\mu_{max}<$ <150. Если учесть, что коэффициенты N, полученные рассматриваемым способом и способом сравнения с замкнутой цепью, совпадают, то при достаточно хорошей точности измерения H_τ вблизи поверхности образца появляется возможность непосредственного определения основной кривой намагничивания в виде

Таблица 3

Номер образца	Максимальная магнитная проницаемость	Максимальная магнитная проницаемость на безгистерезисной кривой	Коэффициент размагничивания (в ед. СИ$\cdot 10^{3}$), определенный способом: сравнения с замкнутой цепью	Коэффициент размагничивания (в ед. СИ$\cdot 10^{3}$), определенный способом: безгистерезисной кривой	Коэффициент размагничивания (в ед. СИ$\cdot 10^{3}$), определенный способом: измерения H_τ
1	4150	33300	1,66	1,74	1,67
2	2300	16700	1,64	1,72	1,65
3	1150	9100	1,62	1,69	1,63
4	425	4350	1,43	1,62	1,43
5	150	1950	1,0	1,43	1,05
6	30	—	—	—	0,6

$I=f(H_\tau)$ и получения магнитной проницаемости $\mu=1+\frac{I}{H_\tau}$, минуя промежуточное определение N. Однако способ определения H_τ у поверхности образца требует особо точной аппаратуры с малым измерительным преобразователем и обеспечением фиксации его на различных расстояниях от поверхности.

В табл. 3 приведены сравнительные результаты определения N всеми исследованными способами, а на рис. 3 дано сопоставление экспериментальных и расчетных значений коэффициентов размагничивания для образцов с различной магнитной проницаемостью.

Кривая *1* рассчитана по [5], экспериментальная кривая *2* построена по данным, полученным в области μ_{max} способами H_τ и безгистерезисной кривой (для образцов 1; 2). Кривые *3*, показывающие изменение N вдоль основной кривой, получены способом H_τ. Приведенные результаты показывают большое различие расчетных и экспериментальных значений N образцов весьма распространенных сплавов, у которых $10<\mu_{max}<1000$. Рис. 3 подтверждает двузначность N при одинаковых значениях μ, расположенных по разные стороны от максимума кривой $\mu=f(I)$, причем меньшим I соответствуют большие N. Это свидетельствует о том, что коэффициенты размагничивания зависят от намагниченности образца и их необходимо измерять во всех точках при определении основной кривой намагничивания. Полученной на рис. 3 кривой *2* можно пользоваться при измерениях невысокой точности, в частности, при определении магнитных параметров миниатюрных образцов, так как точность в этом случае будет выше, чем при использовании расчетных величин N.

Исследование различных способов определения коэффициентов размагничивания позволяет сделать следующие выводы.

1. Способ измерения тангенциальной составляющей напряженности поля при наличии соответствующей аппаратуры обладает сравнительно небольшими погрешностями и может быть

применен для материалов с различной максимальной проницаемостью в диапазоне $30 \leqslant \mu_{max} \leqslant 4000$, но только в том случае, если расстояние центра измерительного преобразователя от поверхности образцов значительно меньше их поперечного размера, т. е. $h/d \leqslant 0{,}05$.

2. Способ безгистерезисной кривой можно применять для высокопроницаемых сплавов, у которых $N_{ш} \ll N$, в области линейных участков безгистерезисных кривых намагничивания. Его

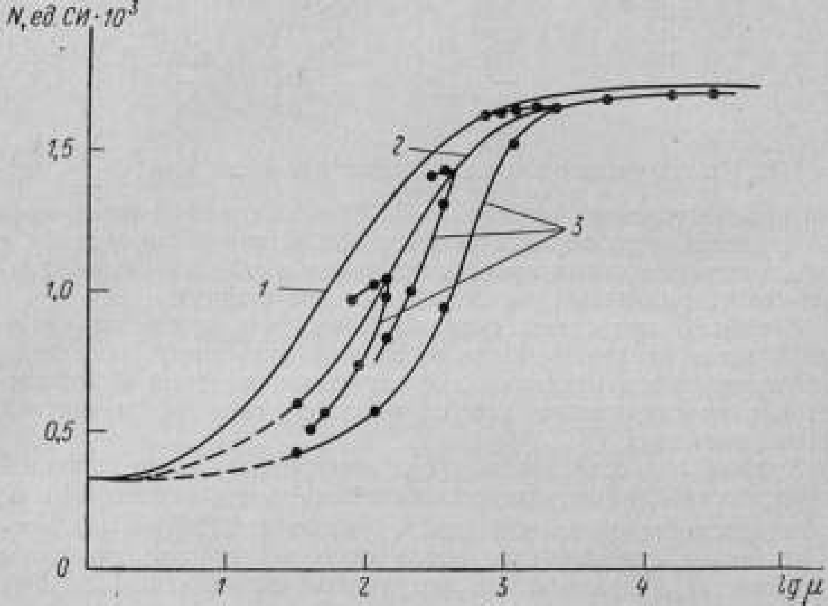


Рис. 3. Зависимость коэффициента размагничивания N от магнитной проницаемости материала стержня:

1 — расчетная кривая; 2 — кривая, снятая в области μ_{max} на стержнях из различных материалов; 3 — кривые, снятые на стержнях с μ_{max}=2300; 425; 150 вдоль основных кривых по обе стороны от максимума функции $\mu = f(I)$

целесообразно применять при испытании не только массивных, но и миниатюрных образцов.

3. Способ сравнения с замкнутой цепью может служить лишь в качестве опорного при исследовании других способов, но его нельзя рекомендовать при обычных испытаниях материалов.

4. Расчетные значения N являются наибольшими по сравнению с полученными в результате измерений, и ими целесообразно пользоваться при конструировании различных устройств, учитывая, что эти значения во многих случаях гораздо больше соответствуют реальным условиям, чем предельные значения N для $\mu \to 1$ и $\mu \to \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аркадьев В. К. Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела, «ЖРХФО», 46, 22, 1914.
2. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, ОНТИ, 1934.
3. Розенблат М. А. Коэффициенты размагничивания стержней высокой проницаемости. «ЖТФ», 1954, № 4.
4. Würschmidt J. Theorie des Entmagnetisierungsfactors und der scherung von Magnetisierungskurven. Braunscwieg, 1925.
5. Stablein,F., Schlechtweg H. Über den Entmagnetisierungsfaktor zylindrischen Stäbe. Z. F. Physik, 95, 1935.
6. Würschmidt J. Magnetische Anfangspermeabilität, scheinbare Remanenz und Verhalten bei Erschütterungen. Z. F. Physik, XII, 1923.
7. Würschmidt J. Die Entmagnetisierungsfaktoren kreiszylindrischen Stäbe. Z. F. Physik, XIX, 1923.
8. Lange H. Entmagnetisierungsfaktor und ideale Induktionskurve verschiedener Probeformen. Z. F. techn. Physik, XI, 7, 1930.
9. Чернышев Е. Т., Спиридович Н. И. Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов. Труды ВНИИМ, вып. 1 (43), 1940.
10. Dusssler E. Experimentelle Methode zur Bestimmung des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors. Z. F. Physik, 44, 1927.
11. Dussler E. Eine experimentelle Methode zur Bestimmung des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors ,Ann. d. Phys., 86, 1928.
12. Warmuth K. Die Bestimmung des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors mit dem magnetischen Sponnungsmesser an stäben von quadratischem Querschnitt. Arch. f. Elekt., XXX, 1936.
13. Dietz G., Meingast R. Ein ferromagnetischer Stab in homogenen Magnetfeld. Z. F. Ang. Physk, 31, 1, 1971.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.3.042.1.013.1.083.6: 620.179.143

З. М. АБЕЛЬСКАЯ, В. Г. СЕМЕНОВ, Р. Г. СКРЫННИКОВ
ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ ПАРНОГО ПОДБОРА СЕРДЕЧНИКОВ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ФЕРРОЗОНДОВ

В различных областях измерений широко применяются феррозондовые магнитометры (ФЗМ) с дифференциальным включением обмоток сердечников магнитопровода. Параметры ФЗМ, в частности, порог чувствительности, в значительной степени зависят от идентичности магнитных характеристик пары сердечников, образующих магнитопровод. В связи с требованием идентичности магнитных характеристик возникает необходимость предварительного массового контроля партии сердечников с последующим подбором их в пары. Прежде всего следует определить критерий идентичности. Обычно сердечники подбираются непосредственно в феррозонде по разности э. д. с. перемагничивания $e_1(t)-e_2(t)$ при скомпенсированной постоянной напряженности магнитного поля. Разностная э. д. с. перемагничивания чаще всего определяется по амплитуде 1-, 2- и 3-й гармоник с помощью анализатора спектра. Разумеется, равенство амплитуд некоторых гармоник сигнала сложного гармонического состава еще не является доказательством их идентичности (а, следовательно, и идентичности сердечников), так как в этом случае контролируется лишь небольшое число гармоник и фазовые соотношения между ними не учитываются. При осциллографической оценке разностной э. д. с. амплитуда разностного сигнала не дает представления о его вольт-секундной площади, что затрудняет отбор идентичных сердечников.

При подборе в качестве критерия целесообразно принять амплитуду разности мгновенных значений магнитных потоков $\Phi_1(t)-\Phi_2(t)$, так как она включает весь гармонический состав разностного сигнала и равна разности вольт-секундных площадей сигналов э. д. с. перемагничивания сердечников.

Действительно,

$$\int [e_1(t)-e_2(t)]\,dt = \psi_1(t)-\psi_2(t) = \alpha_1 w_1 \Phi_1(t) - \alpha_2 w_2 \Phi_2(t),$$

где $\Psi_1(t)$ и $\Psi_2(t)$ — потокосцепление сердечников с соответствующими измерительными обмотками; $\alpha_{1,2}$ — коэффициенты потокосцепления сердечников с соответствующими измерительны-

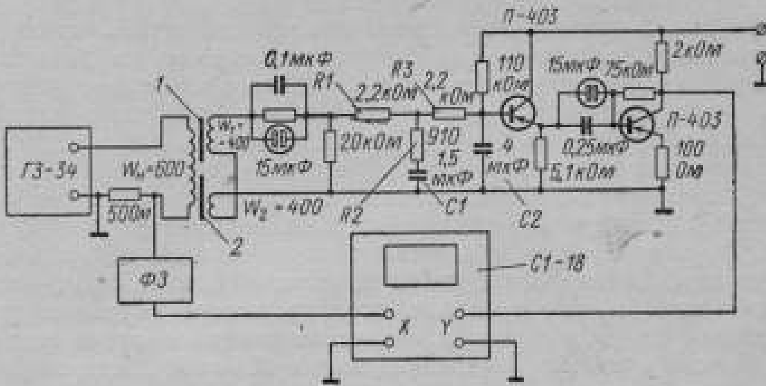


Рис. 1. Принципиальная схема установки:

1 и *2* — сердечники

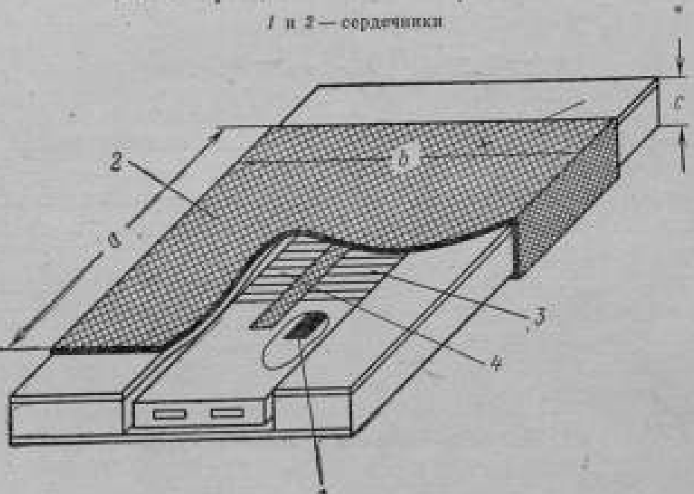


Рис. 2. Узел намагничивающей и измерительной обмоток с испытуемыми сердечниками:

1 — испытуемый сердечник; *2* — намагничивающая обмотка; *3* и *4* — измерительные обмотки

ми обмотками, обусловленные неполным потокосцеплением с ними; $w_{1,2}$ — числа витков измерительных обмоток.

Для подбора сердечников по разности магнитных потоков в режиме синусоидальной напряженности магнитного поля частоты 1—10 кГц разработана осциллографическая установка, схема которой приведена на рис. 1. Схема интегрирующего усилителя достаточно проста. Элементы R_1, R_2 и C_1 служат для коррекции неравномерности фазочастотной характеристики измерительного канала, а элементы R_3 и C_2 составляют пассивную интегрирующую цепь.

На рис. 2 показан узел намагничивающей и измерительной обмоток с испытуемыми сердечниками. Для того чтобы исключить необходимость компенсации внешнего постоянного магнитного поля, применено дифференциальное включение измерительных обмоток в отличие от феррозондов, где для этих целей используются обмотки возбуждения. Намагничивающая обмотка $W_н$ выполнена тонкой, плоской и значительно длиннее сердечников. Испытуемые сердечники пластинчатой формы расположены симметрично относительно центральной оси в одной плоскости. Такая конструкция и расположение сердечников обеспечивает малые и равные неоднородности напряженности магнитного поля и снижает магнитное взаимодействие сердечников между собой. Намагничивающая обмотка имеет следующие параметры: $a=120$ мм, $b=65$ мм, $c=5$ мм, плотность намотки w/a постоянна и равна 5 витков/мм (см. рис. 2).

Для данной конструкции обмоток

$$\psi_1-\psi_2=\mu_0 H\,(w_1 S_{1\,\text{обм}}-w_2 S_{2\,\text{обм}})+$$
$$+\mu_0\,[\alpha_1 w_1 S_{1\text{обр}} J_1-\alpha_2 w_2 J_2\, S_{2\,\text{обр}}], \qquad (1)$$

где μ_0 — магнитная постоянная; H — напряженность магнитного поля, воздействующая на сердечники; $S_{1\text{обм}}$, $S_{2\text{обм}}$ — площади поперечных сечений обмоток; $S_{1\text{обр}}$, $S_{2\text{обр}}$ — площади поперечных сечений сердечников; J_1, J_2 — намагниченности сравниваемых сердечников.

Как следует из рассмотрения второго члена (1), неравенство витков приводит к систематической погрешности. Для удовлетворения условия $w_1=w_2$ измерительная дифференциальная обмотка изготовлена однослойной в виде непрерывной восьмерки.

Как известно,

$$\psi_1=\mu_0 H w_1 S_{1\,\text{обм}}+\mu_0\alpha_1 w_1 J S_{1\,\text{обр}}.$$

Для исследуемых сердечников (материал 79НМ, толщина 0,1 и ширина 3 мм)

$$\psi_2\approx\mu_0\alpha_1 w_1 J_1 S_{1\,\text{обр}}.$$

Тогда, учитывая, что конструкция обмоток обеспечивает $w_1=w_2=w$ и $\alpha_1=\alpha_2\approx 1$,

$$\frac{[\psi_1-\psi_2]_{\max}}{\psi_{1\max}}\approx\frac{\mu_0 H_{\max}\,(S_{1\,\text{обм}}-S_{2\,\text{обм}})\,w}{\mu_0\alpha w J_{1\max}\, S_{1\,\text{обр}}}+$$
$$+\frac{\mu_0 w\alpha_1\,[J_{1\text{обр}}\, S_{1\,\text{обр}}-J_{2\,\text{обр}}\, S_{2\text{обр}}]_{\max}}{\mu_0\alpha w J_{\max}\, S_{1\,\text{обр}}}=$$
$$=\frac{H_{\max}}{J_{1\max}}\cdot\frac{(S_{1\,\text{обм}}-S_{2\,\text{обм}})}{S_{1\,\text{обр}}}+\frac{[J_{1\,\text{обр}}\, S_{1\text{обр}}-J_{2\,\text{обр}}\, S_{2\,\text{обр}}]}{J_{\max}\, S_{1\,\text{обр}}}. \qquad (2)$$

Второй член выражения (2) представляет собой измеряемую величину — амплитуду относительной разности магнитных потоков сердечников за цикл перемагничивания. Эта величина определяется как отношение амплитуд двух сигналов, считываемых с экрана осциллографа соответственно при двух и одном сердечнике. Первый член этой формулы определяет составляющую порога чувствительности $\delta\Phi_{п}$ по относительному разностному потоку, обусловленную неидентичностью обмоток. Пользуясь справочными данными для пермаллоевых сердечников (например, 79 НМ), получим

$$\delta\Phi'_{п}=\frac{S_{1\,обм}-S_{2\,обм}}{S_{обр}}\cdot 0{,}1\,\%.$$

Шумы измерительного канала вносят независимую составляющую в величину порога чувствительности. Обозначим уровень шумов, приведенный к уровню потокосцеплений на один виток обмотки, $\Phi_{ш}$. Тогда выражение для шумовой составляющей порога чувствительности примет вид

$$\delta\Phi''_{п}=\frac{\Phi_{ш}}{\Phi_{1}}\cdot 100\,\%.$$

Для разработанной установки при частотах синусоидальной напряженности магнитного поля 1—10 кГц величина $\Phi_{ш}=3\cdot 10^{-10}$ Вб. При отборе сердечников толщиной 100 мкм и шириной 3 мм с остаточным магнитным потоком $\Phi_{r}\approx 2{,}1\cdot 10^{-7}$ Вб $\delta\Phi'_{п}\approx 0{,}15\%$ и $\delta\Phi''_{п}\approx 0{,}1\%$. Это означает, что установка принципиально обеспечивает парный подбор сердечников указанного типа с относительной разностью магнитных потоков до 0,25%.

Рассмотрим процесс парного подбора сердечников. При общепринятом способе подбора по гармоникам обычно производят число операций сравнения, равное числу сочетаний по два. При большом количестве сердечников в партии и при необходимости высокой идентичности их операция подбора становится весьма трудоемкой. Разработанная установка не только обеспечивает более качественный подбор, но и позволяет сократить его продолжительность. Один из сердечников партии используется в качестве опорного и с ним последовательно сравниваются все сердечники партии. Наблюдаемые на экране осциллографа разностные магнитные потоки образуют несколько характерных рисунков. После первого цикла сравнения все сердечники группируются по принадлежности к тому или иному рисунку. Следующий цикл проводится в пределах той или другой группы с опорным сердечником из той же группы. При этом внутригрупповой разброс параметров сердечников значительно меньше, что, как правило, обеспечивает удовлетворительный подбор пар.

При исследовании партии 75 сердечников после первого цикла подбора было обнаружено шесть характерных рисунков (рис. 3), по которым было образовано шесть групп с числом сердечников в каждой группе соответственно по 14, 16, 18, 4, 11 и 6. Шесть сердечников не вошло ни в одну из групп. Следующие циклы были проведены внутри каждой группы, в результате чего были отобраны лучшие пары с относительной амплитудной разностью магнитных потоков 0,8—1,3%. Полный анализ партии из 75 сердечников был проведен за 10 ч. Исследование этой же партии на анализаторе по 1-й и 3-й гармоникам э. д. с. перемагничивания не представляется возможным, так как в этом случае для полного анализа оператору потребовалось бы более двух недель. Исследование на анализаторе гармоник лучших пар сердечников, отобранных по магнитному потоку, показало, что их идентичность значительно выше, чем у пар, отобранных только с помощью анализатора гармоник.

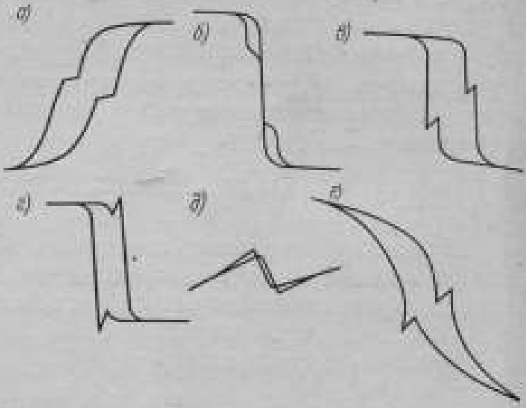


Рис. 3. Характерные рисунки разностного магнитного потока, по которым группируются сердечники при первом цикле отбора

Таким образом, предложенный способ подбора сердечников феррозондов по амплитудной разности магнитных потоков позволяет повысить качество и производительность подбора, а также значительно сократить его продолжительность. Разработанная установка для парного подбора сердечников феррозондов с остаточным магнитным потоком 10^{-7} Вб имеет две (обмоточную и шумовую) составляющие порога чувствительности. Она позволяет производить подбор пар сердечников указанного типа с относительной амплитудной разностью магнитных потоков до 0,25%.

Поступила в редакцию
28.08.1972 г.

УДК 621.317.411.013.24

Э. И. ОРДЕНКО, Е. Н. ЧЕЧУРИНА
ВНИИМ

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ

Одной из важнейших характеристик магнитномягких материалов является динамическая дифференциальная магнитная проницаемость μ_d. При изучении свойств этих материалов необходимо определить μ_d в любой точке динамического магнитного цикла, в то время как для практических целей достаточно найти эту величину лишь в отдельных точках цикла. Так, определение максимальной дифференциальной проницаемости $\mu_{d\max}$ необходимо при расчете феррозондов, магнитных усилителей типа четных гармоник, а также ряда магнитных усилителей с положительной обратной связью [1, 2, 3]. Одним из важнейших параметров сердечников с ППГ, применяемых в вычислительных устройствах, является средняя проницаемость μ_s в области насыщения, определяемая по формуле [4]

$$\mu_s = \frac{B_{\max} - B_r}{\mu_0 H_{\max}},$$

где B_r и $B_{\max}$ — остаточная и максимальная магнитные индукции сердечника соответственно; $H_{\max}$ — максимальное значение напряженности поля возбуждения.

Сравнительную оценку свойств магнитных материалов, значительно отличающихся по величине остаточной индукции (например, ферритовые и ленточные сердечники), производят с помощью обобщенного коэффициента прямоугольности [5]*

$$\beta = \frac{B_r}{\mu_s}.$$

Как видно из приведенных формул, величина μ_s зависит от выбранной зоны изменения индукции, определяемой напряженностью магнитного поля, в связи с чем возникает неоднознач-

* Приведенное выражение лишь условно можно назвать коэффициентом прямоугольности, так как в соответствии с ГОСТ 17033—71 коэффициент прямоугольности $K_п = \frac{B_r}{\mu_m}$.

ность в измерении μ_s, а следовательно, и β. Измерение дифференциальной магнитной проницаемости в точке остаточной индукции μ_{dr} вместо μ_s, по-видимому, позволит в этих случаях более строго определить требуемые параметры.

Для устройств, работающих в режиме импульсного намагничивания, измерение дифференциальной проницаемости упростит оценку такого параметра, как напряженность поля трогания $H_т$. Для этого можно воспользоваться чувствительностью μ_d к изменениям индукции. Величина $H_т$ соответствует точке кривой $\mu_d=f(H)$, в которой начинается ее резкое увеличение. Поскольку относительное изменение μ_d больше, чем изменение индукции в области $H_т$, то по кривой $\mu_d=f(H)$ легче определить величину $H_т$. Высокая чувствительность μ_d к изменениям индукции дает возможность использовать ее также при разбраковке сердечников (сравнением э. д. с. в измерительных обмотках испытуемого и стандартного образцов) [6]. Однако определение дифференциальной магнитной проницаемости в любой точке динамического магнитного цикла при различных режимах намагничивания связано со значительными трудностями, обусловленными прежде всего отсутствием достаточно разработанной методики.

Определению этой магнитной характеристики посвящен ряд работ [7—12]. В [7] приведены достаточно сложные выражения для вычисления μ_d, учитывающие влияние вихревых токов на динамические характеристики ленточных сердечников с ППГ. Однако формулы экспериментально не подтверждены, анализ погрешности вычисления μ_d не приведен.

В работах [8, 9] излагается метод определения μ_d при постоянной скорости нарастания намагничивающего поля, т. е. при $dH/dt=\text{const}$. Постоянная скорость перемагничивания достигается тем, что амплитуда переменного синусоидального тока выбирается много большей той, которая необходима для полного перемагничивания образца ($H_m=10\div20$ H_{cd}, где H_{cd} — динамическая коэрцитивная сила). Следовательно, насыщение сердечника происходит за первые 8—10 эл. град периода перемагничивающего тока, в течение которых $dH/dt\approx\text{const}$. В этом случае

$$\mu_d=\frac{dB}{\mu_0 dH}=\frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\frac{dB}{dt}}{\frac{dH}{dt}}=-\frac{1}{\mu_0 k_1}\left(-\frac{dB}{dt}\right)=-\frac{1}{\mu_0 k_1 S w_2}\left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)=ke,$$

где e — мгновенное значение э. д. с. в измерительной обмотке образца w_2; S — площадь поперечного сечения образца.

Таким образом, по кривой э. д. с. можно судить о μ_d в зоне, где $dH/dt=k_1$.

Принципиальная схема устройства, работающего по этому

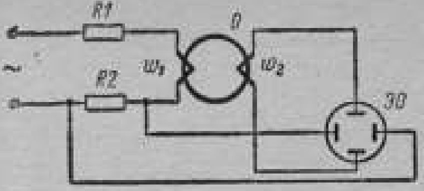


Рис. 1. Принципиальная схема устройства для измерения дифференциальной проницаемости в режимах $\frac{dH}{dt} = \text{const}$ и $H = H_{max} \sin \omega t$

методу, приведена на рис. 1. Устройство содержит испытуемый образец O, электронный осциллограф $ЭО$, активное сопротивление R_1, определяющее режим намагничивающей цепи, и эталонное сопротивление R_2, служащее для создания развертки.

Рассмотренный метод имеет два существенных недостатка: позволяет проводить измерения только в одном режиме намагничивания и требует большой амплитуды поля возбуждения, но так как μ_d зависит от его величины, то значение μ_d в рабочих условиях и измеренное этим методом могут не совпадать.

В работе [9] этим методом определяется только максимальная проницаемость $\mu_{d\max}$. В [10] изложен метод определения максимальной дифференциальной проницаемости при синусоидальном изменении намагничивающего поля $H_t = H_{max} \sin \omega t$, причем $H_{max} = 1{,}5 \div 5\ H_{cd}$. Вычисление $\mu_{d\max}$ производится по формуле

$$\mu_{d\max} = \frac{e_{max}}{\mu_0 S w_2 \omega H \sqrt{1 - \left(\frac{H_t}{H_{max}}\right)^2}},$$

где e_{max} — максимальная э. д. с. в измерительной обмотке образца w_2; H_t и H_{max} — мгновенная и максимальная напряженности намагничивающего поля в образце (H_t соответствует э. д. с. e_{max}); ω — круговая частота. Принципиальная схема измерения $\mu_{d\max}$ приведена на рис. 1. Анализ возможных погрешностей в данной работе также не приводится. Основной недостаток метода заключается в том, что режим $H_t = H_{max} \sin \omega t$ должен быть выдержан с большой точностью, так как незначительное отклонение от него вызывает существенную погрешность в измерении.

В работе [11] изложен метод определения в режиме, близком к синусоидальному изменению намагничивающего поля, т. е. $H_t \approx H_{max} \sin \omega t$. Величина $\mu_{d\max}$ вычисляется по формуле, полученной при анализе перемагничивания сердечника в данном режиме

$$\mu_{d\max} = \frac{l_{cp}(e_{max} - \Delta e)}{\mu_0 S w_1 w_2 i'_{min}};$$

$$\Delta e = \frac{w_2}{w^2}\int_{t_1}^{t_2}(\alpha' - i')\,dt \approx \frac{2}{3}\cdot\frac{w_2}{w_1}R\Delta i'_1\Delta t,$$

где w_1 и w_2 — числа витков намагничивающей и измерительной обмоток соответственно; $l_{ср}$ — средняя длина магнитной силовой линии в сердечнике испытуемого образца; e_{max} — максимальная э. д. с. в измерительной обмотке; R — общее омическое сопротивление намагничивающей цепи; i'_{min} — минимальное значение производной от намагничивающего тока по времени; α — ток в цепи при включении вместо испытуемого сердечника сопротивления r, равного омическому сопротивлению обмотки возбуждения сердечника. Остальные обозначения приведены на рис. 2.

Схема устройства дана на рис. 2, *а*, а кривые э. д. с. в измерительной обмотке, намагничивающего тока и его производной по времени — на рис. 2, *б*. Устройство содержит испытуемый образец с нанесенными на него намагничивающей и измерительной обмотками w_1 и w_2, сопротивление r, ключ K, сопротивление R, задающее режим намагничивающей цепи, образцовое сопротивление r_0, подключенное к входу дифференцирующей ячейки *ДЯ* и электронный осциллограф *ЭО*. Схема работает следующим образом. С помощью ключа K в цепь источника питания поочередно включаются сопротивление r и намагничивающая обмотка образца. При этом на экране осциллографа наблюдают две кривые $i'(t)$ и $\alpha'(t)$, производные по времени от токов i и α. Разность ординат, вычисленная в момент t_1 (рис. 2, *б*),

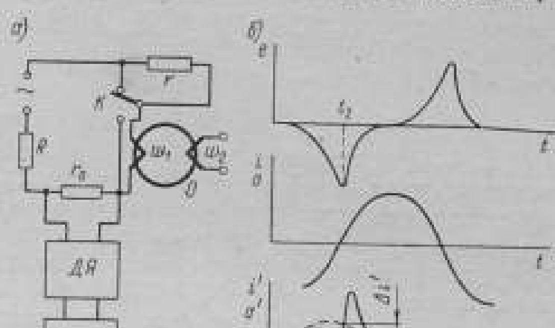


Рис. 2. Измерение максимального значения дифференциальной проницаемости в режимах $H = H_{max}\sin\omega t$

а — принципиальная схема устройства; *б* — кривые э. д. с. в измерительной обмотке, намагничивающего тока и его производной по времени равна $\Delta i'$. Отрезок времени Δt вычисляется между моментом t, когда $i'(t)$ достигает минимума, и моментом t_2, соответствующим пересечению $i'(t)$ и $\alpha'(t)$. Погрешность измерения $\mu_{d\max}$, по данным автора, не превышает 7%.

Основной недостаток метода заключается в том, что измерения проводятся в режиме $H \approx H_{\max} \sin \omega t$, причем степень приближения поля к синусоидальному не указывается. Метод совершенно непригоден при $H = H_{\max} \sin \omega t$.

В работе [12] описан метод определения μ_d в любой точке динамического магнитного цикла при различных режимах намаг-

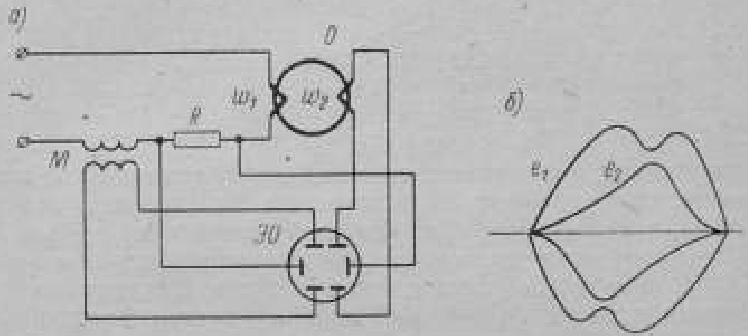


Рис. 3. Измерение мгновенного значения дифференциальной проницаемости:

а — принципиальная схема устройства, *б* — кривые э. д. с. во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности и в измерительной обмотке образца

ничивания. Принципиальная схема устройства представлена на рис. 3, *а*. Последовательно с намагничивающей обмоткой испытуемого образца *0* включены активное сопротивление R и первичная обмотка катушки взаимной индуктивности M. Э. д. с., возникающие во вторичных обмотках образца и катушки M, подаются на вертикальные отклоняющие пластины электронного осциллографа *ЭО*. Путем падения напряжения на сопротивлении R создается развертка, а также привязка ее к напряженности перемагничивающего поля. Кривые э. д. с. показаны на рис. 3, *б*.

Схема работает следующим образом. По закону электромагнитной индукции, э. д. с. на вторичной обмотке катушки M определяется из равенства

$$e_1 = -M \frac{di}{dt},$$

где M — коэффициент взаимной индуктивности катушки; i — мгновенное значение намагничивающего тока. Учитывая соотношение $iw_1 = Hl_{\text{ср}}$, получим

$$e_1 = -M \frac{l_{ср}}{w_1} \cdot \frac{dH}{dt},$$

где w_1 — число витков намагничивающей обмотки; $l_{ср}$ — средняя длина пути магнитного потока в образце.

Мгновенное значение э. д. с. e_2 в обмотке w_2 равно

$$e_2 = -w_2 \frac{d\Phi}{dt} = -w_2 S \frac{dB}{dt}.$$

Тогда мгновенное значение дифференциальной проницаемости составляет

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\frac{dB}{dt}}{\frac{dH}{dt}} = \frac{e_2}{e_1} \cdot \frac{Ml_{ср}}{\mu_0 w_1 w_2 S}.$$

Следовательно, мгновенные значения дифференциальной проницаемости пропорциональны отношению мгновенных значений э. д. с. e_2 и e_1 независимо от характера изменения кривых $B(t)$ и $H(t)$. Определяя на экране осциллографа ординаты кривых $e_2 = f_2(H)$ и $e_1 = f_1(H)$ при одних и тех же абсциссах, а затем произведя их деление, получим в определенном масштабе значение μ_d в любой точке динамической магнитной петли. Этот метод еще не получил развития, не опробован в различных режимах намагничивания образца и не исследован в отношении погрешности измерения. Однако очевидно, что ввиду применения в качестве измерительного прибора электронного осциллографа точность его невысока.

Таким образом, общим недостатком рассмотренных методов, кроме [12], является то, что дифференциальная проницаемость измеряется в определенном режиме намагничивания и незначительное отклонение от него вызывает существенные погрешности. Кроме того, эти режимы, как правило, не соответствуют рабочим режимам сердечников в устройствах, поэтому значения μ_d, измеренные этими методами и имеющееся в рабочем режиме устройства, могут не совпадать. В связи с этим во ВНИИМ для измерения дифференциальной проницаемости в переменных полях было решено применить метод [12], а для уменьшения погрешности устройство было снабжено стробоскопическим преобразователем с двухкоординатным самописцем и пиковым вольтметром. Такая схема позволяет регистрировать кривые на ленте самописца и определять их масштабы, что удобно при обработке результатов.

Принципиальная схема устройства приведена на рис. 4, *а*.

В измерительной установке применено стробоскопическое устройство Е 11-5 для записи динамических магнитных циклов [13], причем канал индукции был отключен. С помощью переключателя *П* на вход стробоскопического преобразователя *СП*

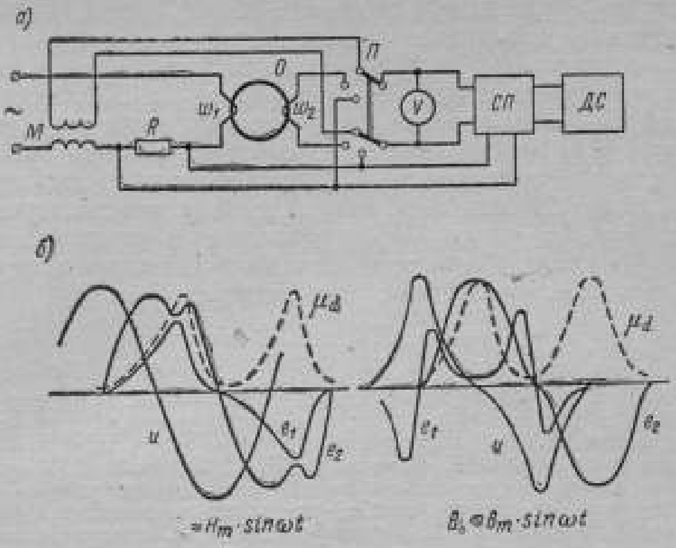


Рис. 4. Измерение мгновенного значения дифференциальной проницаемости предлагемым методом:

а — принципиальная схема устройства; *б* — кривые мгновенных значений э. д. с., напряжения на образцовом сопротивлении и дифференциальной проницаемости.

подаются э. д. с. e_1 и e_2 или напряжение u на образцовом сопротивлении R. Амплитудные значения э. д. с. измеряются пиковым вольтметром V, что позволяет определить масштабы кривых на ленте самописца *ДС*. Самописец регистрирует последовательно во времени кривые e_1 e_2 и u. Напряжением развертки служит медленное пилообразное напряжение с периодом 90 с, формируемое в *СП*. Быстрое пилообразное напряжение синхронизировано с напряженностью поля в образце, для чего служит сопротивление R. Нестабильность фазового сдвига между кривыми определяется в основном нестабильностью периода медленного пилообразного напряжения. При использовании многоперьевого самописца или стабилизации периода пилообразного напряжения нестабильность фазового сдвига может быть уменьшена до незначительной величины. Разделив ординаты кривой $e_2=f_2(t)$ на ординаты кривой $e_1=f_1(t)$ при одних и тех же абсциссах, получим значения дифференциальной проницаемости за период перемагничивающего тока.

Этим методом были определены значения μ_d для ферритового образца марки М6000НМ размером 35×21×7 мм при частоте перемагничивающего поля 500 Гц в двух режимах намагничивания: при $H=H_{max}\sin\omega t$ и $B=B_{max}\sin\omega t$. В первом режиме нелинейные искажения не превышали нескольких процентов, поэтому правильнее считать его $H \approx H_{max} \sin \omega t$. Выбором такого режима преследовалась цель сравнения результатов измерения максимальной дифференциальной проницаемости предлагаемым методом и описанным в [10] и [11]. Сопоставление значений μ_{dmax}, измеренных по отношению мгновенных э. д. с. и методом [11], показывает их удовлетворительную сходимость ($\sim 3\%$), в то время как μ_{dmax}, определенная по методу [10], отличается на 12%. Большое расхождение во втором случае объясняется тем, что метод [10] чувствителен к нелинейным искажениям. На рис. 4, *б* приведены кривые мгновенных значений e_1, e_2 и u, а также вычисленные по ним кривые μ_d.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением. Труды института физики металлов АН СССР, 1959, вып. 21.
2. Кадочников А. И., Фридман Л. А., Янус Р. И. К теории селективного выпрямления четных гармоник напряжения при помощи симметричных электрических сопротивлений. «Автоматика и телемеханика», 1961, № 4.
3. Розенблат М. А. Магнитные усилители. «Советское радио», 1960.
4. Бардиж В. В. Магнитные элементы цифровых вычислительных машин. «Энергия», 1967.
5. Магнитные элементы цифровых вычислительных машин. Под ред. В. В. Бардижа. «Энергия», 1969.
6. Кербиков Ф. И. Подбор пар сердечников для магнитных усилителей. «Передовой научно-технический опыт», ГОСИНТИ, 1958, № 5.
7. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. «Наука», 1966.
8. A permeability analyser for magnetik amplifier cores. AIEE Transaction, 1953, v. 72.
9. Чечурина Е. Н. К вопросу об измерении дифференциальной магнитной проницаемости. Труды институтов Комитета, вып. 143 (103), Стандартгиз, 1960.
10. Рогачевский Б. М. Измерение максимальной дифференциальной проницаемости. «Измерительная техника», 1969, № 2.
11. Кадочников А. И. Об измерении динамической максимальной дифференциальной проницаемости. «Автоматика и телемеханика», 1962, № 6.
12. Чечурина Е. Н. Способ определения дифференциальной магнитной проницаемости ферромагнитных сердечников. Авт. свид. № 161403. «Бюллетень изобретений», 1964, № 7.
13. Чернышев Е. Т., Чечурина Е. Н., Чернышева Н. Г. и др. Магнитные измерения. Изд-во, стандартов, 1969.

Поступила в редакцию
18.12.1972 г.

УДК 621.318.122; 538.23

Ю. Н. МАСЛОВ, Б. А. МОВЕНКО, М. Н. ФРИДМАН
ВЛАДИМИРСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

К ВОПРОСУ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА НА ВЕЛИЧИНУ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Статическая предельная петля гистерезиса (СППГ) наиболее полно характеризует основные параметры магнитнотвердых материалов (МТМ): коэрцитивную силу H_c, остаточную магнитную индукцию B_r и максимальную магнитную энергию W_{max} [1].

Классическим методом определения СППГ считается баллистический [2], однако он имеет низкую производительность.

Увеличение производства и повышение качества постоянных магнитов потребовало разработки новых методов контроля МТМ. Одним из них является контроль МТМ в медленно изменяющихся полях, получивший широкое распространение, поскольку он позволяет автоматизировать процесс измерений. Квазистатические предельные петли (КСПП), получаемые в этих полях, вследствие возникновения в испытуемом образце вихревых токов отличаются от СППГ. Это обуславливает погрешность определения параметров МТМ.

В работе [3] получено аналитическое выражение, позволяющее оценить степень отличия КСПП от СППГ при различных формах магнитного потока. В качестве критерия отличия используется удельная мощность P, обусловленная влиянием вихревых токов,

$$P = \frac{\gamma}{l^2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 dt, \tag{1}$$

где T — время цикла перемагничивания; l — контур интегрирования, совпадающий с трубками вихревых токов, которые по необходимости замкнуты; γ — удельная электрическая проводимость ферромагнетика.

Выражение (1) использовалось для сравнительного расчета удельной мощности вихревых токов при трех формах магнитного потока: синусоидальной, линейно изменяющейся и параболической (парабола 3-го порядка). Полученные результаты позволили предположить, что функции магнитного потока, выпуклые и вогнутые относительно линейно изменяющейся, соответствуют более высоким мощностям вихревых токов. Для проверки этого воспользуемся функцией [4], которая для магнитного потока имеет вид

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_m \sin \omega t}{+\sqrt{1+\varepsilon \cos^2 \omega t}}, \tag{2}$$

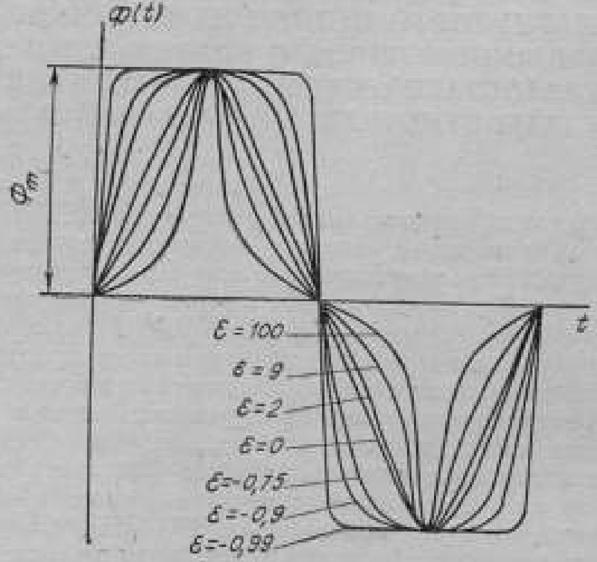


Рис. 1. Зависимость магнитных потоков от коэффициента ε

где Φ_m — амплитуда магнитного потока; ε — коэффициент формы магнитного потока.

Как видно из рис. 1, функции, получаемые при подстановке в выражение (2) значений $-1<\varepsilon<\infty$, не имеют разрывов, т. е. функция линейно изменяющегося магнитного потока отсутствует. При изменении ε от $-0{,}99$ до $+2$ (значению $\varepsilon=2$ соответствует магнитный поток, наиболее близкий к линейно изменяющемуся) поток имеет выпуклую форму, а при дальнейшем увеличении — вогнутую.

Взяв производную от выражения (2) и подставив ее в (1), получим

$$P = \frac{\gamma}{l^2} \frac{\Phi_m^2 \omega^2 (1+\varepsilon)^2}{T} \int_0^T \frac{\cos^2 \omega t}{(1+\varepsilon\cos^2 \omega t)^3} dt. \tag{3}$$

Вычислив интеграл, выражение (3) запишем в виде

$$P = \frac{\gamma}{l^2} \cdot \frac{\Phi_m^2 \omega^2 (4+\varepsilon)}{8\sqrt{1+\varepsilon}} = \alpha \frac{4+\varepsilon}{\sqrt{1+\varepsilon}} f^2, \tag{4}$$

$$\alpha = \frac{\gamma}{l^2} \cdot \frac{\Phi_m^2 \pi^2}{2};$$

где f — частота перемагничивания.

Из выражения (4) можно установить зависимость удельной мощности вихревых токов (за цикл перемагничивания) от формы магнитного потока в ферромагнетике.

Определим величину ε, соответствующую минимуму удельной мощности при периодическом перемагничивании. Для этого первую производную выражения (4) приравняем нулю

$$\frac{dP}{d\varepsilon} = \alpha f^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon}} - \frac{4+\varepsilon}{2(1+\varepsilon)\sqrt{1+\varepsilon}} \right] = 0. \tag{5}$$

Решив уравнение (5), найдем, что минимальной удельной мощности соответствует значение $\varepsilon=2$, при котором магнитный поток наиболее близок к линейно изменяющемуся. Сравнивая потери при линейно изменяющемся магнитном потоке и при $\varepsilon=2$, можно показать, что во втором случае они в $\sim 1{,}068$ раза больше, чем в первом. Следовательно, при линейно изменяющемся магнитном потоке влияние вихревых токов в ферромагнетике меньше, чем при любой другой форме. Это подтверждает сделанное ранее предположение, а также экспериментальные исследования [5]. С использованием выражения (4) были построены кривые зависимости при фиксированных значениях частоты перемагничивания 0,1; 0,2 и 0,3 Гц (рис. 2). Из анализа этих кривых следует:

а) минимальное значение удельной мощности ($\varepsilon=2$) обусловлено влиянием формы магнитного потока, которая при $\varepsilon=2$ наиболее близка к линейно изменяющейся;

б) значения удельной мощности при значении ε слева от $\varepsilon=2$ обусловлены влиянием выпуклых функций магнитного потока, а справа — вогнутых;

в) с уменьшением частоты перемагничивания влияние формы магнитного потока на удельную мощность в определенном диапазоне ε почти не сказывается.

Таким образом, по погрешности определения параметров МТМ можно выбрать допустимую форму магнитного потока, что позволит снизить точность поддержания режима.

При построении генератора медленно изменяющегося напряжения можно предложить устройство, в котором для формирования специальной формы напряженности магнитного поля используются первые три гармоники. Для этого разложим функцию линейно изменяющегося магнитного потока в ряд Фурье

$$\Phi(t) = \frac{8\Phi_m}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2} \sin(2n-1)\,\omega t. \tag{6}$$

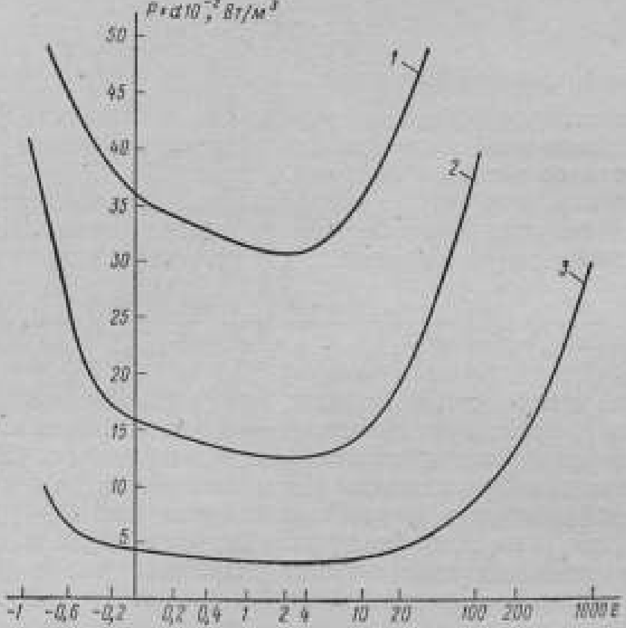


Рис. 2. Зависимость удельной мощности вихревых токов от коэффициента формы магнитного потока для частот перемагничивания:

1 — 0,3; *2* — 0,2 и *3* — 0,1 Гц.

Уже четвертой значащей гармоникой этого ряда можно пренебречь, так как ее амплитуда составляет 2% от амплитуды первой гармоники.

Принцип действия генератора (рис. 3) заключается в следующем. С выхода генератора инфранизкой частоты (ГИНЧ) снимается сигнал синусоидальной формы (первая гармоника), амплитуда которого выбирается с учетом обеспечения предельного цикла перемагничивания испытуемого образца. Этот сигнал, поступая на вход умножителя, имеющего симметричную относительно начала координат нелинейную характеристику, преобразуется в сигнал, в спектре частот которого присутствуют только нечетные гармоники, кратные первой. Для выделения третьей и пятой гармоник в устройстве используются полосовые фильтры (ПФ3 и ПФ5). Сигналы с выходов фильтров, пройдя через усилители и фазовращатели, вместе с первой гармоникой поступают на вход сумматора. Поскольку третья и пятая гармоники основного сигнала с ГИНЧ находятся в области инфранизких частот, то применение LC-фильтров нерационально из-за

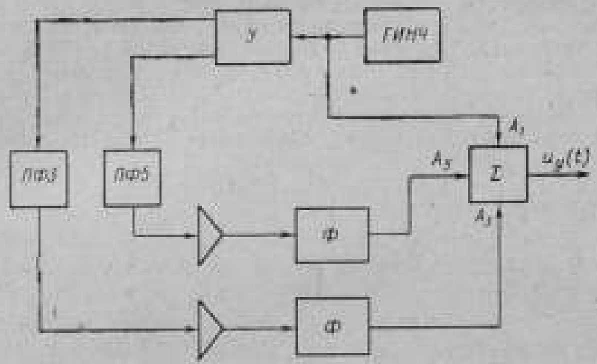


Рис. 3. Структурная схема генератора медленно изменяющегося напряжения:

ПФ3, ПФ5 — полосовые фильтры для 3- и 5-й гармоник; *У* — умножитель; *ГИНЧ* — генератор инфранизкой частоты; *Ф* — фазовращатель

их значительных габаритов. Для этой цели лучше использовать активные RC-фильтры, которые можно выполнить в виде микромодульной конструкции или интегральной схемы [6].

Предложенный генератор медленно изменяющегося напряжения отличается достаточной точностью и оперативностью получения требуемой формы благодаря регулированию амплитуды и фазы третьей и пятой гармоник.

В заключение следует отметить, что при серийных испытаниях магнитотвердых материалов не исключена возможность их перемагничивания в полях с простейшей (линейной или синусоидальной) формой напряженности магнитного поля. В этом случае необходимо оценивать погрешность измерений по выражению (4), предварительно используя аппроксимацию СППГ [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, ОНТИ, 1934.
2. Кифер И. И. Испытание ферромагнитных материалов, ГЭИ, 1962.
3. Morris J. T. and Langford T. H. The Method of Constant Rate of

Change of Flux as a Standard for Determining Magnetization Curves of Iron Pros. Phys. Society of London, v. 23, part IV, 1911.
4. Мазети П. и Сордо П. Прибор для снятия кривых намагничивания при постоянной dB/dt, «Приборы для научных исследований», 1966, И5.
5. Сильванский И. В., Шихин А. Я., Яковлев В. В. Исследование ферромагнитных материалов в условиях медленно изменяющегося магнитного поля. Труды метрологических институтов СССР, вып. 133 (193), Изд-во стандартов, 1971.
6. Мовенко Б. А., Фридман М. Н. К вопросу оценки погрешности определения основных параметров магнитнотвердых материалов. Сб. «Реф. инф. по радиоэлектронике», 3-3225, НИИ ЭИР, 1972.
7. Iordan H. Zur Darstellung periodischer Funktionen insbesondere durch Bahnkursen, Electrische Nacrichten — Technik. Bd. 15, № 1, 1938.
8. Знаменский А. Е., Теплюк И. Н. Активные RC-фильтры, «Связь», 1970.
9. Шведенко О. Е. Аналитическое описание предельных петель гистерезиса магнитнотвердых материалов, Изв. вузов СССР «Электромеханика», № 1, 1972.

Поступила в редакцию
5.02.1973 г.

УДК 621.317.4.087.61 : 538.245

Н. С. КАЗАКОВ, Б. А. МОВЕНКО, Д. К. ПИСКУНОВ
ВЛАДИМИРСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА БАРКГАУЗЕНА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Ферромагнетик при отсутствии внешнего магнитного поля представляет собой совокупность доменов, спонтанно намагниченных до насыщения, векторы намагниченности которых ориентированы таким образом, что суммарная намагниченность образца равна нулю. При появлении намагничивающего поля магнитное состояние ферромагнетика изменяется в результате обратимых и необратимых процессов, последние из которых делятся на плавные и скачкообразные.

Исследование скачкообразного изменения намагниченности (эффекта Баркгаузена) показало, что оно происходит в основном в том случае, когда граница домена при движении встречает немагнитное включение, неоднородную деформацию и другую структурную неоднородность. При этом часть границы задерживается на этой неоднородности и остается неподвижной до тех пор, пока внешнее поле не достигнет величины, необходимой для преодоления препятствия, и тогда происходит необратимый скачок [1].

Эффекту Баркгаузена в ферромагнитных материалах и, в частности, статистическому распределению скачков по амплитуде и длительности посвящено большое количество работ [2, 3, 4]. Однако распределение скачков Баркгаузена в зависимости от намагничивающего поля изучено мало, по-видимому, из-за отсутствия соответствующей аппаратуры. Исследование распределения такого характера скачков позволит получить дополнительную информацию о внутренней структуре ферромагнетика, об энергетических барьерах немагнитных включений и т. п.

Для получения таких зависимостей предлагается устройство, блок-схема которого приведена на рис. 1. Работа устройства заключается в следующем. Намагничивание ферромагнитного образца с большим отношением длины к площади поперечного сечения производится в соленоиде w_1, последовательно с которым соединен образцовый резистор R. С выхода намагничивающего устройства 1 через намагничивающую обмотку протекает ток, медленно изменяющийся с постоянной скоростью. При этом напряженность поля соленоида изменяется по закону.

$$H = At. \tag{1}$$

В результате скачкообразного изменения намагниченности в измерительной обмотке w_2 наведется э. д. с. $e_k(t)$

$$e_k(t) = -\frac{d\psi}{dt} = -w_2 \frac{d}{dt} \int\limits_{(s_k)} B_{nk}\, ds = -w_2 B_{nk} \frac{ds_k}{dt}, \tag{2}$$

где w_2 — число витков измерительной обмотки; s_k — площадь поперечного сечения домена.

Из (2) следует, что

$$\int\limits_0^{\tau_k} e_k(t)\, dt = -w_2 \int\limits_{(\Delta s_k)} B_{nk}\, ds = -w_2 B_{nk} \Delta s_k, \tag{3}$$

где τ_k — длительность k-го скачка Баркгаузена;

ΔS_k — приращение площади домена в результате k-го скачка. При этом эквивалентное приращение индукции в результате единичного скачка Баркгаузена составит

$$\Delta B_k = \frac{B_{nk}\, \Delta s_k}{S} = a \int\limits_0^{\tau_k} e_k(t)\, dt, \tag{4}$$

где $a = \frac{1}{wS}$; S — площадь поперечного сечения первичного преобразователя.

Импульсы, снимаемые с измерительной обмотки, усиливаются малошумящим усилителем 2 (приведенный к входу его шум составляет 2 мкВ), имеющим коэффициент усиления до $K = 2 \cdot 10^4$ и полосу пропускания от 20 Гц до 300 кГц. Напряжение с выхода усилителя поступает на фиксатор уровня 3, предназначенный для поддержания заданного напряжения на входе порогового устройства. С выхода фиксатора уровня сигнал поступает на пороговое устройство 5, вырабатывающее прямоугольные импульсы постоянной амплитуды, длительность которых равна длительности скачков Баркгаузена. Эти импульсы открывают ключ 4, через который с выхода фиксатора уровня на интегратор 6 поступают импульсы, соответствующие скачкам Баркгаузена. Кроме того, импульсы с выхода порогового устройства поступают на дифференцирующую цепь 7. В зависимости от того, какой сигнал подается на вертикальный вход двухкоординатного самописца 8, на горизонтальный вход которого подается напряжение, снимаемое с образцового резистора R.

самописец регистрирует различные зависимости магнитных параметров от напряженности поля H. Рассмотрим эти зависимости.

1. На вертикальный вход самописца с выхода фиксатора уровня поступает ряд последовательных импульсов, соответствующих скачкам Баркгаузена.

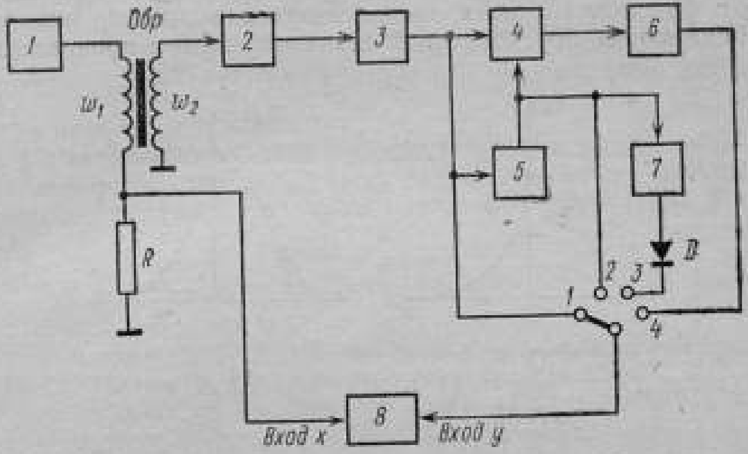


Рис. 1. Блок-схема устройства.

Отклонение пера самописца определяется выражением

$$y = \frac{c_y}{\Delta t} \sum_{k=1}^{\Delta N} \int_0^{\tau_k} K e_k(t)\, dt, \tag{5}$$

где c_y — чувствительность самописца по каналу вертикального отклонения луча; Δt — временный интервал, определяемый постоянной времени самописца, в течение которого производится усреднение входного сигнала; ΔN — количество импульсов в интервале усреднения.

Выражение (5), определяющее эквивалентное приращение индукции, обусловленное скачками Баркгаузена, с учетом (4) примет вид

$$y = \frac{K c_y}{a} \cdot \frac{\sum\limits_{k=1}^{\Delta N} \Delta B_k}{\Delta t}. \tag{6}$$

Учитывая, что напряженность магнитного поля изменяется по закону (1), т. е.

$$\frac{\Delta H}{\Delta t} = A, \tag{7}$$

выражение (6) может быть преобразовано к виду

$$y = \frac{KAc_y}{a} \cdot \frac{\sum\limits_{k=1}^{\Delta N} \Delta B_k}{\Delta H} = k_1 \mu_{d\,ск}. \quad (8)$$

Из последнего выражения следует, что напряжение, снимаемое с фиксатора уровня, пропорционально дифференциальной проницаемости, обусловленной скачкообразными процессами перемагничивания, $\mu_{dск}$. Зависимость $\mu_{dск}=f(H)$ для пермаллоя приведена на рис. 2, *а*.

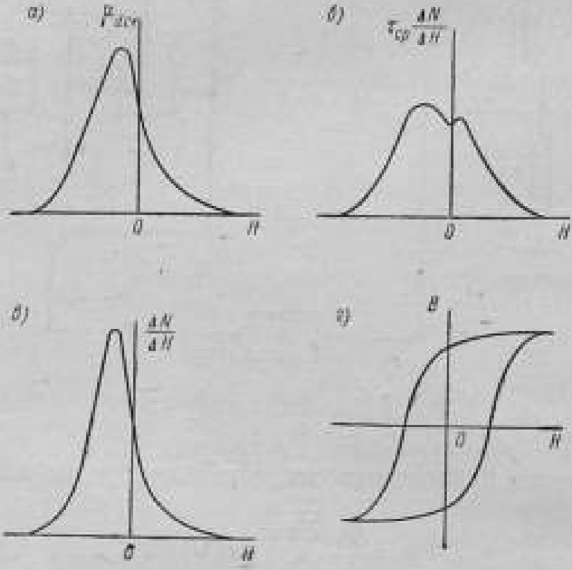


Рис. 2. Зависимость распределения скачков Баркгаузена от напряженности намагничивающего поля.

2. На вертикальный вход самописца с выхода порогового устройства поступают прямоугольные импульсы постоянной амплитуды с длительностью, равной длительности скачков Баркгаузена.

Отклонение пера самописца в этом случае составляет

$$y = \frac{U_0 c_y}{\Delta t} \sum_{k=1}^{\Delta N} \tau_k, \quad (9)$$

где U_0 — амплитуда импульса.

Выражение (9) с учетом линейности изменения напряженности магнитного поля приводится к виду

$$y = U_0 A c_y \frac{\sum\limits_{k=1}^{\Delta N} \tau_k}{\Delta H} = k_2 \tau_{\text{ср}} \frac{\Delta N}{\Delta H}. \qquad (10)$$

Таким образом, самописец будет регистрировать кривую распределения $\tau_{\text{ср}} \frac{\Delta N}{\Delta N} = f(H)$, характерный вид которой для пермаллоя приведен на рис. 2, *б*.

3. На вертикальный вход самописца с выхода дифференцирующей цепи черед диод, служащий для отсекания отрицательных импульсов, поступают импульсы постоянной амплитуды. В этом случае

$$y = S_0 c_y \frac{\Delta N}{\Delta t}, \qquad (11)$$

где S_0 — вольт-секундная площадь дифференцированного импульса. С учетом (1) выражение (11) примет вид

$$y = A S_0 c_y \frac{\Delta N}{\Delta H} = k_3 \frac{\Delta N}{\Delta H}. \qquad (12)$$

Следовательно, самописцем будет регистрироваться величина $\frac{\Delta N}{\Delta H} = f(H)$, определяющая распределение скачков Баркгаузена в зависимости от напряженности намагничивающего поля (рис. 2, *в*). Зная эту зависимость и (10), можно определить зависимость усредненной длительности скачков Баркгаузена $\tau_{\text{ср}}$ от напряженности поля H

4. На вертикальный вход самописца с выхода интегратора *6* поступает напряжение, пропорциональное магнитной индукции

$$B(t) = \sum_{k=1}^{N} \Delta B_k = a \sum_{k=1}^{N} \int_0^{\tau_k} e_k(t)\, dt, \qquad (13)$$

где N — текущее число скачков Баркгаузена.

При этом самописец будет регистрировать петлю гистерезиса, обусловленную скачкообразными изменениями намагниченности. Вид этой петли представлен на рис. 2, *г*.

Таким образом, описываемое устройство в сочетании с известными устройствами для регистрации полной петли гистерезиса позволит разделять потери энергии от гистерезиса и остаточной индукции на составляющие, обусловленные плавными и скачкообразными необратимыми процессами перемагничивания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм, ОГИЗ, 1948.

2. Ивлев В. Ф., Рудяк В. М. Статистическое распределение скачков перемагничивания по размерам. Сб. «Магнитная структура ферромагнетиков», Изд. СО АН СССР, 1960.

3. Игнатченко В. А., Родичев А. М. О распределении скачков Баркгаузена по величине, Сб. «Магнитная структура ферромагнетиков», Изд. СО АН СССР, 1960.

4. Рудяк В. М. Эффект Баркгаузена. «Успехи физических наук», 1970, № 4.

Поступила в редакцию
28.12.1972 г.

УДК 621.311.61.026: 621.317.421: 621.318.12

В. Л. КУРТЦ, Ю. Н. МАСЛОВ, В. П. МУЗЮКИН, С. Б. СЕМЕНОВА
ВНИИМ, ВЛАДИМИРСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ, ПРИМЕНЯЕМОГО ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЕ КРИВОЙ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Во Владимирском политехническом институте разработан специализированный усилитель мощности* для испытания магнитномягких материалов при частотах 400 Гц—20 кГц, принципиальная схема которого приведена на рис. 1. Экспериментальное исследование источника было проведено как в ВПИ, так и во ВНИИМ. Во ВПИ были определены такие электрические параметры и характеристики источника, как зависимость выходной мощности $S_{вых}$ от нагрузки $R_н$ (рис. 2) амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики (рис. 3), коэффициент нелинейных искажений (табл. 1) и выходное сопротивление $R_{вых}$

Таблица 1

Коэффициент нелинейных искажений (в %) при выходном напряжении 4 В и частотах								Характер нагрузки
50 Гц	100 Гц	400 Гц	1000 Гц	2500 Гц	5000 Гц	10 000 Гц	20 000 Гц	
0,45	0,47	0,41	0,45	0,47	0,50	0,51	0,68	Активный ($R_н$=3 Ом)
0,48	0,51	0,45	0,50	0,51	0,55	0,56	0,75	Индуктивный ($L_н$=0,1 Г)

Как видно, амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики источника питания линейны во всем диапазоне частот как

*Маслов Ю. Н., Музюкин В. П. Источники питания для магнитных измерений при синусоидальных режимах перемагничивания. Тезисы докладов всесоюзного научно-технического совещания «Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры», НТО-приборпром, Ленинград, 1972.

при активной, так и при индуктивной нагрузках, а коэффициент нелинейных искажений $K_н$ выходного напряжения при этих же условиях в основном не превышает 0,6%. При этом $K_н$ задающего генератора составлял 0,3%. Таким образом, собственные

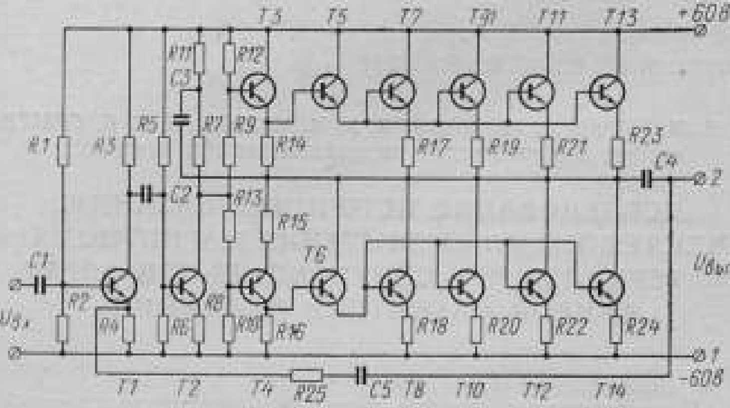


Рис. 1. Электрическая схема усилителя мощности источника питания.

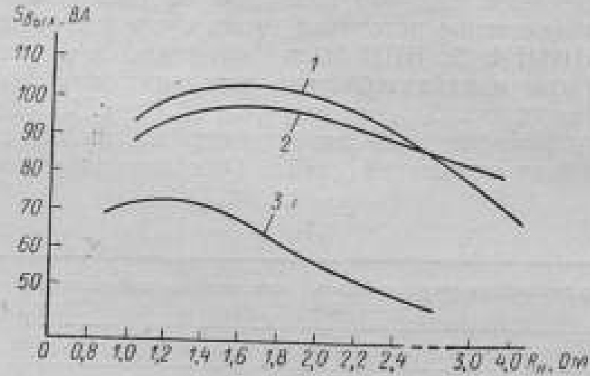


Рис. 2. Зависимость выходной мощности источника питания от активного сопротивления нагрузки для частот:

1 — 400; *2* — 50 и *3* — 15 Гц.

нелинейные искажения, вносимые усилителем, соизмеримы с нелинейными искажениями генератора. Выходное сопротивление источника $R_{вых}$ было измерено на частоте 400 Гц и составило около 0,1 Ом, что удовлетворяет требованиям проекта стандарта «Материалы магнитномягкие. Методы испытаний в диапазоне частот 50 Гц—10 кГц».

На точность определения магнитных характеристик при намагничивании образцов от источника питания (особенно в слабых полях, когда полезный сигнал невелик) влияет величина паразитных сигналов на выходе усилителя (собственный фон). При разработке источника были приняты меры по снижению собственного фона, в результате чего фон на выходе источника питания не превышает 1,5 мВ, что значительно меньше фона существующих источников (например, усилители типа ТУ-600

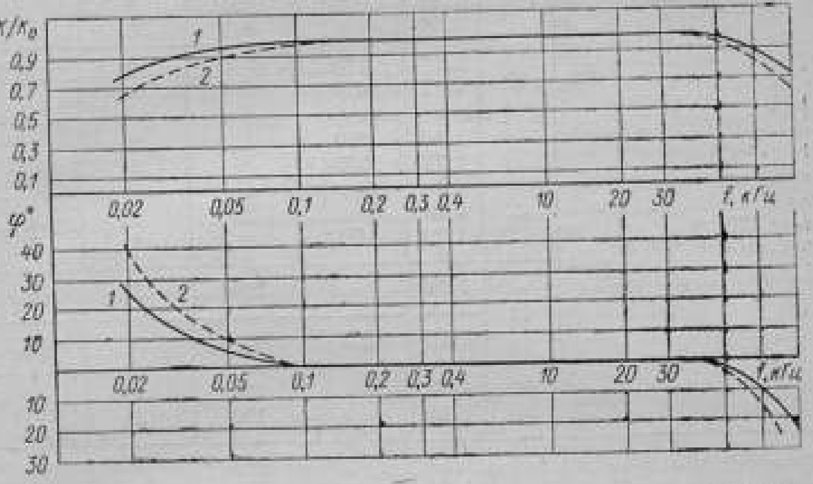


Рис. 3. Амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики источника питания, полученные при входном напряжении 2,4 В при работе: 1 — с активной нагрузкой $R_н$=3 Ом; 2 — с индуктивной нагрузкой $L_н$=0,1 Г.

и СМУ250×3). С целью выявления рабочих свойств источника питания во ВНИИМ его использовали для намагничивания кольцевых образцов из электротехнической стали и пермаллоя в диапазоне частот 400 Гц — 20 кГц. При этом в режиме синусоидальной магнитной индукции определялись динамические кривые намагничивания и потери приборами непосредственной оценки. Контроль режима осуществлялся путем измерения прибором С6-1А коэффициента нелинейных искажений $K_н$ кривой э. д. с. в измерительной обмотке образца.

Результаты испытаний приведены в таблице. 2. В качестве примера на рис. 4 для образца из сплава 79НМ приведены кривые зависимостей, позволяющие получить значения индукций, при которых $K_н$ не превышает заданных значений.

Как показали испытания, разработанный источник обеспечивает получение режима синусоидальной магнитной индукции ($K_н \leqslant 5\%$) при намагничивании кольцевых образцов пермаллоев и электротехнической стали массой 5—150 г в диапазоне частот

Характеристика образца	Частота, Гц	Число витков намагничивающей обмотки	Максимальное значение индукции B_{max}, Т	Значение напряженности поля, А/м: Максимальное H_{max}	Значение напряженности поля, А/м: Действующее, H	Коэффициент линейных искажений $K_н$, %	Нагрузка намагничивающей цепи
Э360 $\delta=0{,}1$ мм $m=17{,}3$ г $d_{ср}=4{,}20$ см $S=0{,}171$ см²	400	93	1,72 1,80		160 300	3 5	R
			1,57 1,72	170 410		2 5	M_1
			1,65 1,76	250 590		2 5	M_2
	2000	93	1,24 1,24	90	70	2 2	R M_1
		40	1,76		230	3	R
			1,68	310		3	M_2
	5000	40 25	1,17 1,68		100 190	2 3	R
Э360 $\delta=0{,}15$ мм $m=156$ г $d_{ср}=5{,}73$ см $S=1{,}14$ см²	400	52	1,59 1,64		240 420	3 5	R
			1,51 1,56	240 470		3 4	M_1
			1,56 1,62	480 910		3 5	M_2
	2000	52 12	0,33 1,46		37 310	2 3	R R
Э310 $\delta=0{,}05$ мм $m=14{,}3$ г $S=0{,}240$ см² $d_{ср}=2{,}50$ см	2000	30	1,53 1,66		290 580	3 5	R
			1,41 1,53	340 600		3 5	M_2
	10000	30 20 10	0,57 0,83 1,04 1,25		87 120 150 220	3 2 3 5	R
Э360 $\delta=0{,}05$ мм $m=70{,}5$ г $S=0{,}505$ см² $d_{ср}=5{,}81$ см	2000	30 20 15	1,36 1,60 1,48 1,55		57 140 70 97	1 4 2 4	R
	5000	15 8	0,99 1,38		61 74	2 3	

Характеристика образца	Частота, Гц	Число витков намагничивающей обмотки	Максимальное значение индукции $B_{\max}$, Т	Значение напряженности поля, А/м: Максимальное $H_{\max}$	Значение напряженности поля, А/м: Действующее, H	Коэффициент линейных искажений $K_н$, %	Нагрузка намагничивающей цепи
50НП $\delta=0{,}05$ мм $d_{ср}=4{,}50$ см $m=34{,}2$ г $S=0{,}295$ см^2	400	100	1,44 1,44	460	140	2 4	R M_1
	2000	100 45	0,70 1,44	620	24	1 4	R M_2
50НП $\delta=0{,}05$ мм $m=4{,}0$ г $d_{ср}=2{,}04$ см $S=0{,}0762$ см^2	400	108	1,38 1,34	300	190	3 3	R M_1
	2000	108	1,41 1,38	650	660	3 2	R M_2
	10000	30	1,31 1,31	210	120	2 5	R M_2
50Н $\delta=0{,}02$ мм $m=23{,}3$ г $S=0{,}201$ см^2 $d_{ср}=4{,}52$ см	400	136	1,43 1,40 1,43	520	295	3 3 3,5	R M_1 $R_{ф530}$
	2500	136 20	0,54 1,29		20 400	1 3	R
	10000	12 6	1,24 0,86		64 38	3,5 5	R
	20000	12	0,74		42	2	R
	20000	8	1,05		50	4	R
79НМ $\delta=0{,}03$ мм $m=16{,}5$ г $S=0{,}216$ см^2 $d_{ср}=2{,}83$ см	5000	17 12	0,77 0,75 0,70 0,75	69 30	48	2 3 3 3	R M_2 M_2 $R_{ф530}$
	10000	12	0,68 0,75	31		3 3	M_2 $R_{ф530}$
	20000	12 8	0,71 0,70		45 34	2,5 3	R

Примечание. $R=0{,}1$ Ом — образцовое безреактивное сопротивление. $M_1=500$ мкГ и $M_2=150$ мкГ — катушки взаимной индуктивности, первичные обмотки которых обладают индуктивностью $L_1=90$ мкГ и $L_2=30$ мкГ и активным сопротивлением $R_1=0{,}9$ Ом и $R_2=0{,}5$ Ом соответственно.

$R_{ф530}=(0{,}3$—$0{,}6)$ Ом — активное сопротивление последовательной цепи ваттметра Ф530 в зависимости от предела прибора.

400Гц—20кГц до значений индукции $B_m = (0{,}65 \div 0{,}99)\ B_s^*$. Для получения этих значений B_m необходимо изменить число витков намагничивающей обмотки, причем с ростом частоты требуется

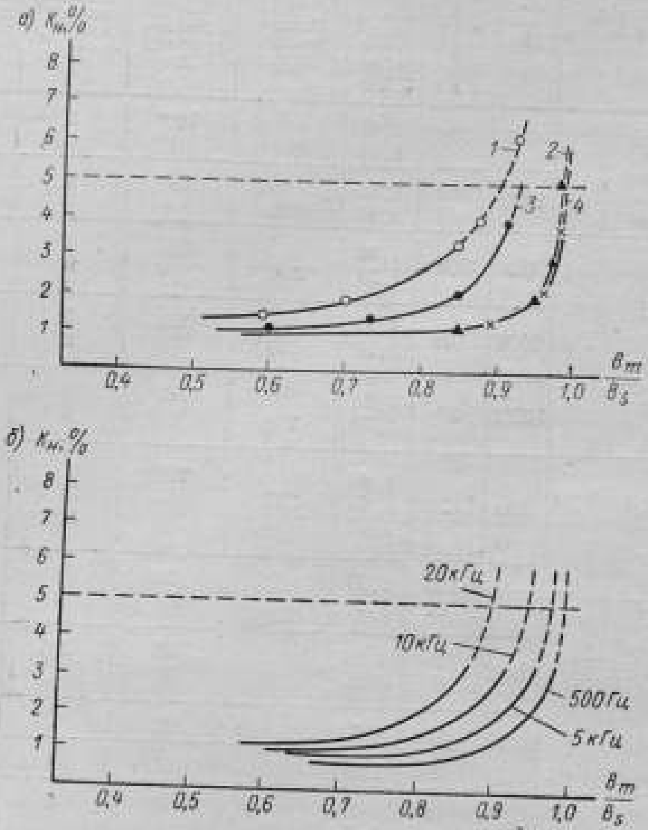


Рис. 4. Зависимости коэффициента нелинейных искажений $k_н$ от индукции B_{max}/B_s для образца из сплава 79НМ (толщина проката $\delta = 0{,}02$ мм):

а — при частоте 500 Гц и следующих нагрузках в намагничивающей цепи:
1 — первичная обмотка катушки $M = 2500$ мкГ ($L = 2300$ мкГ, $R = 2{,}0$ Ом); 2 — первичная обмотка катушки $M = 500$ мкГ ($L = 90$ мкГ, $R = 0{,}9$ Ом); 3 — образцовая катушка сопротивления $R = 1$ Ом; 4 — последовательная цепь ваттметра Ф530 ($R = 0{,}3$—$0{,}6$ Ом); *б* — при частотах 0,5—20 кГц и наличии ваттметра Ф530.

не только уменьшить, но и подобрать оптимальное количество витков. При этом необходимо отметить, что отсутствие мер взаимной индуктивности и ваттметров для больших токов свыше

* B_s — индукция технического насыщения материала в постоянном магнитном поле.

ЗА в ряде случаев не позволяет при малом w_1 определить максимальное значение напряженности поля или потери.

Описываемый источник представляет значительный шаг в разработке специализированных источников для магнитных измерений (хотя он и не свободен от указанных недостатков) и позволяет проводить испытания магнитномягких материалов в режиме синусоидальной магнитной индукции в широком диапазоне величин f и B_m.

Поступила в редакцию 28.08.1972 г.

УДК 621.317.725.023.95—501.72

Л. М. КАПЛАН
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЦИФРОВОГО ВОЛЬТМЕТРА ДЛЯ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения магнитных характеристик в переменных магнитных полях необходимо применение вольтметров высокого класса точности, позволяющих измерять среднее значение напряжения в диапазоне от инфранизких частот до радиочастот при искаженной форме исследуемых сигналов. Во ВНИИМ был проведен теоретический анализ и экспериментальное исследование на ЭЦВМ математической модели цифрового вольтметра средних значений, реализующего метод статистических испытаний [1, 2] и использующего в качестве случайных величин последовательность псевдослучайных двоичных чисел максимальной длины с выхода регистра сдвига с обратными связями [3, 4].

Функциональная схема вольтметра изображена на рисунке. Прибор работает следующим образом. Время измерения $t_и$ разбивается на N равных интервалов длительностью Δt

$$t_и = N\Delta t. \tag{1}$$

В случайный момент каждого отрезка времени Δt генератор импульсов опроса *1* вырабатывает короткий импульс, который затем поступает на схему сравнения напряжений *5*. При этом измеряемое напряжение $u(t)$ сравнивается со случайным $u_c(t)$, равновероятно распределенным по амплитуде на отрезке $(-U_0, U_0)$. Напряжение $u_c(t)$ формируется преобразованием с помощью цифро-аналогового преобразователя *3* и источника образцового напряжения *4* псевдослучайного двоичного числа с выхода цифрового генератора случайных чисел *2* на основе регистра сдвига [3, 4]. Сразу же после окончания импульса опроса генератор случайных чисел переходит в новое состояние и на схему сравнения напряжений с выхода цифро-аналогового преобразователя поступает новое значение случайного напряжения $u_c(t)$, которое сохраняется неизменным до окончания следующего импульса опроса, и т. д.

При выполнении условий

$$u(t) > u_c(t) > 0, \tag{2}$$

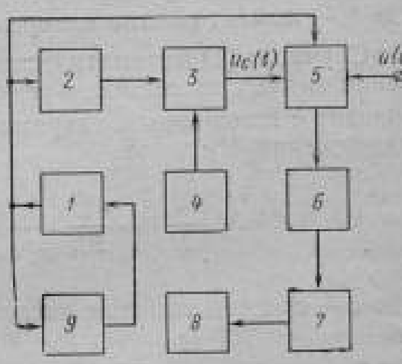
или

$$u(t) < u_c(t) < 0 \tag{3}$$

в момент опроса с выхода логического устройства *6* на вход декадного счетчика результата *7* поступает импульс. В противном случае показание декадного счетчика результата остается неизменным. В продолжении всего времени измерений должно выполняться условие

$$-U_0 \leqslant u(t) \leqslant U_0. \tag{4}$$

Импульсы опроса поступают также на вход счетчика импульсов опроса *9*, и когда его показание достигнет некоторой заданной величины N, измерения прекращаются путем отключения генератора импульсов опроса. Показание декадного счетчика результата индицируется с помощью цифрового табло *8*.



Функциональная схема вольтметра:

1 — генератор импульсов опроса; *2* — цифровой генератор случайных чисел; *3* — цифро-аналоговый преобразователь; *4* — источник образцового напряжения; *5* — схема сравнения напряжений; *6* — логическое устройство; *7* — декадный счетчик результата; *8* — цифровое табло; *9* — счетчик импульсов опроса

Установлено, что показание декадного счетчика результата в конце измерения пропорционально среднему значению напряжения исследуемого сигнала [1, 2].

Как видно из геометрической модели сигнала на входе, измерение среднего значения напряжения сводится к измерению площади, заключенной между кривой $u = |u(t)|$ и осью времени. В течение каждого отрезка времени Δt уровень случайного напряжения и случайный момент выборки определяют точку со случайными координатами, вероятность попадания которой в любую область прямоугольника с координатами (t_i, U_0), (t_i, U_0), $(t_i + \Delta t, U_0)$, $(t_i + \Delta t - U_0)$ одинакова. Здесь i — порядковый номер импульса опроса; t_i — момент начала i-го отрезка Δt. Условие (2) или (3) выполняется, если указанная точка попадает в площадь, ограниченную кривой $u = u(t)$, прямыми $t = t_i$, $t = t_i + \Delta t$ и осью времени. Вероятность увеличения показания декадного счетчика результата на единицу при этом равна отношению площадей [5].

$$P_i = \frac{\int\limits_{t_i}^{t_i+\Delta t} |u(t)|\, dt}{2U_0 \Delta t}.$$

Математическое ожидание изменения показания декадного счетчика результата Δn_i в течение рассматриваемого отрезка времени Δt равно

$$M(\Delta n_i) = 1P_i + 0(1 - P_i) = P_i.$$

Математическое ожидание показания счетчика результата после N импульсов опроса в силу несовместности случайных событий равно

$$M(n) = \sum_{i=1}^{N} P_i = \frac{\int\limits_{t_1}^{t_1+t_n} |u(t)|\, dt}{2U_0 \Delta t},$$

где t_1 — момент начала измерения.

С учетом (1) математическое ожидание нормированного показания декадного счетчика результата n/N следующим образом связано с измеряемым напряжением $\bar{u}$ и величиной образцового напряжения U_0:

$$M\left(\frac{n}{N}\right) = \frac{1}{2U_0} \cdot \frac{1}{t_n} \int\limits_{t_1}^{t_1+t_n} |u(t)|\, dt = \frac{1}{2U_0} \bar{u}, \qquad (5)$$

где $\bar{u}$ — среднее значение входного сигнала за время измерения t_n.

Следует отметить, что на входной сигнал никаких ограничений, кроме условия (4), не накладывается.

Ввиду большого числа N закон распределения случайной величины n/N будет нормальным в силу центральной предельной теоремы теории вероятностей [2, 5]. Следовательно, относительная методическая погрешность измерения δ, т. е. отклонение величины n/N от ее математического ожидания, определяется из неравенства

$$\delta \leqslant t_\alpha \sqrt{\frac{1 - \frac{\bar{u}}{2U_0}}{\frac{\bar{u}}{2U_0} N}},$$

где t_α — значение критического интервала, определяемое из таблиц нормального распределения по заданной доверительной вероятности α. Например, при $\alpha = 0{,}95$ получаем $t_\alpha = 2$ и

$$\delta \leqslant 2\sqrt{\frac{\frac{2U_{\text{в}}}{\bar{u}}-1}{N}}. \tag{6}$$

Рассмотрим погрешность, возникающую при измерении среднего значения напряжения периодических сигналов и обусловленную некратностью времени измерения с целым числом периодов входного сигнала.

Обозначим

$$t_{\text{и}} = kT + \Delta T, \tag{7}$$

где T — период входного сигнала; k — целое положительное число; ΔT — отрезок времени, меньший периода.

Относительная величина рассматриваемой погрешности

$$\delta_1 = \frac{\int\limits_{t_1}^{t_1+kT+\Delta T} [|u(t)| - \bar{u}_T]\,dt}{\bar{u}_T(kT+\Delta T)}, \tag{8}$$

где $\bar{u}_T = \frac{1}{T}\int\limits_{t}^{t+T} |u(t)|\,dt$ — среднее значение напряжения входного сигнала за период. Очевидно, что

$$|\delta_1| \leqslant \left|\frac{\int\limits_{t_1}^{t_1+\Delta T}\left[|u(t)| - \bar{u}_T\right]dt}{kT\,\bar{u}_T}\right|. \tag{9}$$

Максимальное значение погрешности можно найти, приравняв нулю производную от интеграла в правой части (9) по параметру ΔT. Оно соответствует значениям t_1 и $t_1+\Delta T$ в моменты равенства функции $u=|u(t)|$ и прямой $u=\bar{u}_T$ соответственно. Например, для синусоидального сигнала

$$|\delta_1| \leqslant \frac{0{,}05}{k},$$

что для частоты сигнала на входе $f \geqslant 20$Гц и времени измерения $t_{\text{и}} \geqslant 5$ с дает $\delta_1 \leqslant 0{,}05\%$.

Синхронизировав время измерения с целым числом периодов, данную погрешность практически можно полностью исключить.

Частотная погрешность из-за конечности времени сравнения при большой частоте входных сигналов определяется так же, как и при стробоскопическом преобразовании, и может быть вычислена по формуле [6]

$$\delta_f = \frac{\sin \pi f\tau}{\pi f\tau} - 1,$$

где f — частота сигнала на входе; τ — длительность операции сравнения. При малых δ_f, разложив правую часть последнего выражения в ряд, получим

$$\delta_f = -\frac{(\pi f \tau)^2}{6},$$

откуда, например, для $\tau=10$ нс и $\delta_f=0{,}05\%$ получим $f \leqslant 2$Мгц.

Погрешность источника образцового напряжения влияет на величину масштаба случайного напряжения U_0 и, следовательно, целиком входит в погрешность результата с обратным знаком (5). Применяя прецизионные стабилитроны типа Д818Е, эту погрешность можно уменьшить до 0,005% [7].

Погрешность цифро-аналогового преобразователя ухудшает равномерность плотности вероятности амплитуды случайного напряжения. Возможно изготовление цифро-аналоговых преобразователей на 16 двоичных разрядов с погрешностью не более 0,001% [9].

Погрешность сравнивающего устройства может быть уменьшена до величины, не превышающей 0,005% [8].

Погрешность, обусловленную дискретностью цифровой индикации, можно уменьшить вплоть до $1/n$.

Анализ погрешностей цифрового вольтметра позволил сделать вывод, что основной по величине является методическая погрешность измерения (6). Однако из-за применения псевдослучайного напряжения произвести какое-либо уточнение оценки этой погрешности аналитически чрезвычайно трудно [2]. В связи с этим было проведено моделирование работы вольтметра на ЭЦВМ типа М-222. Все элементы функциональной схемы полагались идеальными до восьми десятичных знаков, что дало возможность экспериментально определить методическую погрешность.

Моделирование происходило следующим образом. Значения аргумента t находились по формуле

$$t_i = \Delta t\,(i-1) + \beta\Delta t,$$

где $i=1,2,...N$; β — псевдослучайная величина, равновероятно распределенная на отрезке (0,1).

Для каждого значения аргумента вычислялся входной сигнал (табл. 1), максимум модуля которого не превышает единицы. В качестве случайного сигнала использовалась последовательность максимальной длины, генерируемая 10-разрядным регистром сдвига. Последняя вычислялась однажды в начале моделирования, нормировалась в пределах (—1, +1) и записывалась в 2^{10}—1 ячейках оперативной памяти ЭЦВМ. Случайные величины на каждом шаге выбирались последовательно из ячеек памяти. После выборки из последней ячейки следовала выборка из первой, затем из второй и т. д. Каждый раз случайная величина сравнивалась с входным сигналом и при выполнении условия (2) или (3) к содержимому ячейки результата прибавлялась единица, в противном случае результат оставался неизменным. После N сравнений содержимое ячейки результата делилось на $2N$, частное сравнивалось с идеальным значением, вычисленным в начале работы программы с точностью до восьми десятичных знаков, и относительная методическая погрешность измерения выводилась на печать.

Таблица 1

$u(t)$	$\bar{u}_T$	$K_ф$
$U_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$	0,64	1,1
$U_0 \sin^{11} \frac{2\pi}{T} t$	0,24	1,7
$U_0 \sin^{47} \frac{2\pi}{T} t$	0,12	2,5
$U_0 \sin^{92} \frac{2\pi}{T} t$	0,08	3,0

Следует сказать несколько слов о генераторе псевдослучайных величин. Во-первых, квантование псевдослучайной величины на $2^{10}-1$ уровней на первый взгляд должно внести погрешность порядка 0,1%. Однако в работах [10, 11] показано, что оценки математических ожиданий с погрешностью 0,01% не требуют квантования случайных величин более, чем на восемь двоичных разрядов. Во-вторых, используемая псевдослучайная последовательность имеет период $2^{10}-1$, что меньше N, и лучших результатов можно ожидать при числе двоичных разрядов сдвигового регистра m, удовлетворяющем неравенству $m \geqslant \log_2 N$. На последнее обстоятельство решающим образом повлиял ограниченный объем оперативной памяти ЭЦВМ.

Целью исследования было выяснение зависимости методической погрешности от числа импульсов опроса N за время измерения, от формы входных сигналов и от изменения частоты входных сигналов (т. е. соотношения Δt и T). Исследуемые входные сигналы и их характеристики приведены в табл. 1.

Для каждого из четырех входных сигналов определялось их среднее значение при N, равном $2 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^5$, $8 \cdot 10^5$.

Указанный цикл повторялся три раза при следующих соотношениях величины Δt и периода входных сигналов T_1 T_2 и T_3 : $T_1 = 0{,}1\Delta t$; $T_2 = \Delta t$; $T_3 = 100\Delta t$.

Всего было проведено 36 определений. Результаты моделирования — относительные методические погрешности δ для различных периодов входных сигналов, выраженные в %, сведены

$N=2\cdot10^5$				$N=4\cdot10^5$				$N=8\cdot10^5$			
δ_{T_1}	δ_{T_2}	δ_{T_3}	δ_0	δ_{T_1}	δ_{T_2}	δ_{T_3}	δ_0	δ_{T_1}	δ_{T_2}	δ_{T_3}	δ_0
0,2	0,4	0,08	0,6	0,2	0,07	0,03	0,4	0,02	0,07	0,02	0,3
0,05	1	0,3	1,2	0,4	0,3	0,3	0,8	0,1	0,1	0,1	0,6
0,6	1	0,4	1,8	0,1	1,0	0,08	1,3	0,2	0,2	0,3	0,9
0,6	0,4	0,3	2,2	0,2	0,1	0,1	1,6	0,1	0,1	0,1	1,1

в табл. 2. Там же приведены предельные значения погрешности δ_0 для соответствующего входного сигнала и числа импульсов опроса N, вычисленные по формуле (6).

Анализ экспериментальных данных табл. 2 показывает, что относительная методическая погрешность:

а) не превышает значения, вычисленного по формуле (6) при различных N;

б) увеличивается с ростом коэффициента формы $k_ф$ в соответствии с (6);

в) не зависит от частоты входных сигналов (в предположении бесконечно малой длительности операции сравнения), как это следует из (6).

Недостаточное быстродействие ЭЦВМ не позволило выяснить характер уменьшения методической погрешности при дальнейшем увеличении N.

Таким образом, теоретический анализ и результаты исследований на ЭЦВМ показали возможность создания вольтметра средних значений, реализующего метод статистических испытаний при произвольной форме входных сигналов с частотным диапазоном от постоянного тока и инфразвуковых частот до радиочастот. При использовании цифровых генераторов псевдослучайных сигналов на основе регистров сдвига [3, 4] методическая погрешность не превышает 0,3% при числе импульсов опроса за время измерения $8\cdot10^5$. Дальнейшее уменьшение методической погрешности, по крайней мере на порядок, по-видимому, возможно при увеличении числа импульсов опроса до 10^7—10^8. Поскольку быстродействующие схемы работают с тактовыми частотами до сотен мегагерц [12], время измерения при этом не будет превышать 0,1—10 с. К преимуществам прибора относится также отсутствие высоких требований к линейности амплитудной и частотной характеристик входного усилителя и высокая технологичность конструкции, так как он может быть выполнен полностью на основе интегральных микросхем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лапин М. И., Мандельштам С. М. О применении метода статистических испытаний (Монте-Карло) для измерения среднего значения быстропеременных величин. Применение кибернетики в электроизмерительной технике. Л-д, 1963.
2. Бусленко Н. П., Галенко Д. И., Соболь И. М. и др. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). ГИФМЛ, 1962.
3. Цифровые методы в космической связи. Под ред. Голомба С. «Связь», 1969.
4. Бобнев М. П. Генерирование случайных сигналов. «Энергия», 1971.
5. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. «Наука», 1969.
6. Вол В. А. К теории стробоскопического осциллографирования. «Радиотехника», 1958, № 8.
7. Ермолов Р. С., Живилов Т. Г., Каверкин И. Я. и др. Цифровые измерительные приборы. «Энергия», 1971.
8. Хризман С. С. Цифровые измерительные приборы и системы. «Наукова думка», 1970.
9. Карлинер М. М., Нифонтов В. И., Орешков А. Д. и др. Прецизионный цифро-аналоговый преобразователь. «Автометрия», 1972, № 2.
10. Корн Г. Моделирование случайных процессов на аналоговых и аналого-цифровых машинах. «Мир», 1968.
11. Widrow B. A Study of Rough Amplitude Quantization by Mean of Nyquist Sampling Theory. IRE Trans. PGCT, December, 1956.
12. Кузнецов А. А., Кузнецов О. А. Элементы быстродействующих аналого-цифровых преобразователей. «Энергия», 1969.

Поступила в редакцию
23.11.1972 г.

УДК 621.317.441.089.68

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ МЕРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ОТ 0,1 ДО 5 Т

Ю. Н. Казанцев, Е. Н. Лысенко, Г. К. Ягола

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 4—8.

Описывается устройство и приводятся результаты исследования сверхпроводящего соленоида с корректирующими обмотками, который воспроизводит магнитную индукцию от 0,1 до 5 Т с неоднородностью, не превышающей $1 \cdot 10^{-4}$ 1/см на расстоянии ± 3 см от центра. Соленоид предназначен для поверки измерителей магнитной индукции и исследования магнитоизмерительных преобразователей при комнатной температуре. Илл. 1.

УДК 621.317.441—434.001.24

К РАСЧЕТУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КРУГЛЫХ КАТУШЕК С ТОКОМ

В. Н. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 9—16.

Приводятся новые рекуррентные формулы для расчета коэффициентов разложения магнитного поля круглых катушек с прямоугольным сечением обмотки, предназначенные для разработки мер магнитных величин с заданными свойствами.

УДК 621.318.371.013.2.001.24 : 539.143.43

К РАСЧЕТУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СИСТЕМ ДИПОЛЬНЫХ КАТУШЕК

В. В. Григорьев-Голубев, Ю. С. Довгалюк, Т. А. Равич

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152) (212), 1973 г., стр. 17—21.

Рассматриваются принципы построения и примеры расчета систем дипольных катушек, внешнее поле которых создает однородное магнитное поле в заданном рабочем объеме. Получены формулы для расчета относительной неоднородности магнитного поля системы четырех дипольных катушек. Илл. 3, библ. 4.

УДК 621.318.371.013.2.001.24 : 539.143.3

ОТКЛОНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАТУШКИ ОТ ПОЛЯ ДИПОЛЯ

В. В. Григорьев-Голубев, Ю. С. Довгалюк

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 22—26.

Приведен расчет реальных размеров многослойного соленоида, внешнее магнитное поле которого соответствует магнитному диполю. Исследована геометрия зоны, в которой поля соленоида и диполя отличаются на минимальную величину. Илл. 4, библ. 2.

УДК 539.143.43 : 538.12.013.24

ПОВЕДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ СПИНОВ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 27—34.

Проведен анализ поведения системы спинов в поле переменной магнитной индукции при наличии постоянной составляющей МПЗ. Библ. 7, илл. 1.

УДК 621.317.421.083.001.5 : 621.317.444.082.79

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕМЕННОЙ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МАГНИТОМЕТРАМИ С ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ АТОМОВ

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 35—41.

Дана классификация способов измерения переменной магнитной индукции при использовании метода оптической ориентации атомов. Оценены погрешности этих способов. Илл. 4, библ. 3.

УДК 621.317.441.089.6.088 : 621.317.444.084.88

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ И ФОРМ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТОМЕТРОВ НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МЕР В ВИДЕ КАТУШЕК С ТОКОМ

Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев, В. Я. Шифрин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 42—46.

Рассматривается одна из составляющих систематической погрешности, возникающей при измерении магнитной индукции во внутреннем пространстве катушки. Исследуются наиболее характерные формы чувствительного элемента.

УДК 621.317.421.087.9.088.2—752

ПОГРЕШНОСТИ НАПРАВЛЕННОГО ПЕРВИЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИНДУКЦИИ ПОЛЯ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВИБРАЦИЙ

Е. М. Горская, Р. Г. Скрынников

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 46—51.

Исследуются погрешности направленного первичного преобразователя индукции магнитного поля, обусловленные воздействием вибраций. Выведены зависимости для вычисления погрешностей. Илл. 2, библ. 3.

УДК 621.317.421.087.9.012.12 : 538.632

НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А. П. Щелкин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 52—59.

Рассматривается влияние параметров гальваномагнитных преобразователей на диаграмму их направленности.

Приводятся данные, свидетельствующие о асимметрии диаграммы направленности преобразователей Холла в зависимости от значения измеряемой магнитной индукции, даются рекомендации относительно способов уменьшения асимметрии. Илл. 4, библ. 3.

УДК 621.317.444.082 : 538.632

НОВЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ, ОСНОВАННЫЕ НА ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА

М. И. Вассерман, А. П. Щелкин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 60—64.

Описаны три новых типа магнитометров, разработанных во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева. Илл. 2, библ. 6.

УДК 620.179.143.001.24+621.318.435.3

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ИНДУКЦИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С МАЛЫМИ ЧАСТОТНЫМИ ПОГРЕШНОСТЯМИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОИЗВОДНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Д. Д. Гидаспов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 65—75.

Рассматриваются вопросы расчета параметров индукционного преобразователя для измерения производной магнитного поля. Проводится сравнительный анализ работы индукционного преобразователя при различных режимах. Илл. 3, библ. 3.

УДК 620.179.143.001.24+621.318.435.3.001.24

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКЕ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ФЕРРОЗОНДАХ И МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Ю. В. Афанасьев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 76—81.

Уточняются способы расчета феррозондов и магнитных усилителей на основе представления их как параметрических устройств. Приводятся расчетные формулы. Илл. 4, библ. 13.

УДК 621.311.61.026 : 621.317.421 : 621.318.12

РАБОТА ВНИИМ ПО ПОДДЕРЖАНИЮ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ В СТРАНЕ В ОБЛАСТИ ИСПЫТАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Л. Куртц, С. Б. Семенова, Л. Г. Соловьева, Н. Г. Чернышева

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 84—93.

Дается краткий обзор методических документов по обеспечению достоверности и единства измерений магнитных характеристик материалов. Приводятся результаты сличений стандартных образцов ферромагнитных материалов, выполненных на установках, принадлежащих метрологическим институтам, ЛГН и некоторым ведомственным предприятиям. Табл. 11, библ. 8.

УДК 621.317.42.013.1.042.1—501.22 : 538.23

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА СЕРДЕЧНИКОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

А. З. Веклер, Ю. И. Дидик, С. М. Тетюрев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 94—103.

Описывается установка, позволяющая измерять магнитные потоки в диапазоне 0,3—300 нВб при воздействии на испытуемый сердечник произвольной программы импульсов напряженности поля. При этом производится временная селекция импульса э. д. с. в измерительной обмотке образца и сравнение его с импульсом известной вольтсекундной площади. Дана оценка приведенной погрешности установки, составляющей 4,1% для наихудшего случая. Длительность селекторного импульса 0,1—10 Мкс, частота следования 1±0,3 кГц (возможна выборка из серии импульсов с частотой до 1 МГц). Илл. 6, библ. 9.

УДК 621.317.63—501.21 : 538.61

О СПОСОБЕ РЕГИСТРАЦИИ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НА ОСНОВЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

С. Ф. Глаголев, М. М. Червинский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 101—108.

Дан теоретический анализ методов модуляции потока излучения и способов регистрации петель гистерезиса. Полученные выражения для отношения сигнала к шуму позволяют считать наиболее целесообразной модуляцию потока излучения путем периодического изменения азимута плоскости поляризации света, отраженного от образца, а регистрацию петель гистерезиса — путем отсчета угла поворота анализатора. Табл. 1, библ. 4.

УДК (621.317.411.2+621.317.43) : 621.318.15

К МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ НА ОСНОВЕ КАРБОНИЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

М. М. Нагорная, Л. Г. Соловьева, Н. Г. Чернышева

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 109—114.

Уточняется методика измерения начальной магнитной проницаемости и тангенса угла потерь на перемагничивание образца. Проведенные исследования явились основой для уточнения ГОСТ 13610-68. Табл. 2, илл. 4, библ. 3.

УДК 621.317.4.088.228 : 621.318.4

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИНДУКТИВНОСТИ

О. И. Шелдуков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 115—120.

Рассматривается определение малых значений температурных коэффициентов индуктивности. Оценивается влияние источников погрешностей. Предлагается методика измерений, даются расчетные формулы. Табл. 1, илл. 1.

УДК 621.317.423

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ СТЕРЖНЕЙ

В. Г. Антонов, Е. Н. Чечурина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 121—130.

Сопоставляются расчетные значения коэффициентов размагничивания с экспериментальными, полученными тремя наиболее распространенными способами. Оценены погрешности способов. Табл. 3, илл. 3, библ. 13.

УДК 621.3.042.1.013.1.083.6 : 620.179.143

УСТАНОВКА ДЛЯ ПАРНОГО ОТБОРА СЕРДЕЧНИКОВ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ФЕРРОЗОНДОВ

З. М. Абельская, В. Г. Семенов, Р. Г. Скрынников

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 134—135.

Рассматривает способ подбора пар идентичных сердечников феррозондов с дифференциальным включением обмоток возбуждения. Предложен критерий подбора по относительной разности мгновенных значений потоков и разработана установка для подбора сердечников с минимальной разностью магнитных потоков до 0,25%. Илл. 3.

УДК 621.317.411.4.013.24

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ

Э. И. Орденко, Е. Н. Чечурина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 136—144.

Дан обзор методов определения дифференциальной магнитной проницаемости в переменных полях. Показаны преимущества метода отношения двух напряжений, первое из которых — э. д. с. в измерительной обмотке испытуемого образца, а второе — напряжение, пропорционально производной от намагничивающего тока по времени.

С помощью этого метода измерена дифференциальная магнитная проницаемость на образце феррита в двух режимах намагничивания: при $H \approx H_m \sin \omega t$ и $B_t \approx \approx B_m \sin \omega t$. При определении этой характеристики в переменных полях рекомендуется применение стробоскопических установок для записи динамических магнитных циклов типа Е 11-5. Илл. 4, библ. 13.

УДК 621.318.122 : 538.23

К ВОПРОСУ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА НА ВЕЛИЧИНУ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТНОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ю. Н. Маслов, Б. А. Мовенко, М. Н. Фридман

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 145—150.

Исследовано влияние формы магнитного потока на удельную мощность вихревых токов при квазистатическом перемагничивании магнитнотвердых материалов. Приведены аналитические и графические зависимости. Илл. 3, библ. 9.

УДК 621.317.4.087.61 : 538.245

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА БАРКГАУЗЕНА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Н. С. Казаков, Б. А. Мовенко, Д. К. Пискунов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 151—156.

Рассматривается устройство, позволяющее регистрировать на самописце распределение скачков, их длительность и размеры по полю. Илл. 2, библ. 4.

УДК 621.311.61.026 : 621.317.421 : 621.318.12

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ, ПРИМЕНЯЕМОГО ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ МАГНИТНОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЕ КРИВОЙ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

В. Л. Куртц, Ю. Н. Маслов, В. П. Музюкин, С. Б. Семенова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 157—163.

Приведены результаты экспериментального исследования усилителя мощности для испытания магнитномягких материалов в динамическом режиме при синусоидальной магнитной индукции. Табл. 2, илл. 4.

УДК 621.317.725.023.95—501.72

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЦИФРОВОГО ВОЛЬТМЕТРА ДЛЯ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Л. М. Каплан

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 152 (212), 1973 г., стр. 164—171.

Приводятся результаты исследования на ЭЦВМ математической модели цифрового вольтметра, реализующего метод статических испытаний. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими. Табл. 2, илл. 1, библ. 12.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
5	5-я сверху	$B_z = (\rho, 0) = \cdots$	$B_z(\rho, \theta) = \cdots$
11	Ф-ла (7)	$B_\rho = -\mu_0 \frac{I\omega\rho}{R^2} \cdots$	$B_\rho = -\mu_0 \frac{I\omega\rho}{2R^2} \cdots$
14	3-я сверху	$\cdots = \frac{1}{n\beta} \cdots$	$\cdots = \frac{1}{m\beta} \cdots$
14	Ф-ла (18)	$Q_0(\beta, 0, \delta) = \beta \ln \ldots$	$Q_0(\beta, 0, \delta) = \frac{\beta}{2\delta} \ln \cdots$
15	1-я сверху	$\cdots \left[(1+\delta)^{m+1} 3C_m \left(\frac{\beta}{1+\delta}\right) - \right.$	$\cdots \left[(1+\delta)^{m+3} C_m \left(\frac{\beta}{1+\delta}\right) - \right.$
68	Ф-ла (11)	$\cdots \left.\sqrt{1 + \frac{r}{R} 1\xi}\right]. \quad (11)$	$\cdots \left.\sqrt{1 + \frac{r}{R}(1-4\xi)}\right]. \quad (11)$
80	8-я снизу	где μ и μ_{zn} — $\cdots$	где μ_- и μ_{zn} — $\cdots$
80	Ф-ла (14)	$\cdots = \mu + \cdots$	$\cdots = \mu_- + \cdots$
81	1-я сверху	$\cdots \left(\mu + \sum_{n=}^{\infty} \cdots\right.$	$\left(\mu_- + \sum_{n=1}^{\infty} \cdots\right.$
106	Ф-ла (23)	$\Delta\theta = \frac{1}{T_1^2} \left[\cdots\right.$	$\Delta\theta = \frac{1}{T_1^2 r_S} \left[\cdots\right.$
113	10-я снизу	$\eta_{\text{ф}}, \ldots$	$\eta_{\text{ц}}, \ldots$
113	17-я снизу	$\ldots \eta_{\text{ц1}}, \ldots$	$\ldots \eta_{\text{ц}} \ldots$
113	Таблица	$\rho \cdot 10^8$, 1/Гц, ...	$\eta_{\text{ц}} \cdot 10^9$, 1/Гц, ...
113	22-я снизу	где $\eta_{\text{ц}}$ — ...	где $\overset{*}{\eta}_{\text{ц}}$ — ...
113	Ф-ла (11)	$\eta_{\text{ц}} = \eta_{\text{ц}} \ldots$	$\eta_{\text{ц}} = \overset{*}{\eta}_{\text{ц}} \ldots$
125	7-я сверху	... то $\frac{\Delta H}{N}$ составит 3—5%	... то $\frac{\Delta N}{N}$ составит 3—5%

Стр.

стер
опти

реде
карб

ных

лен

пар

фер

ния
вихр
дых

дов

дов
ме

вол

Цена 1 р. 09 коп.