

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

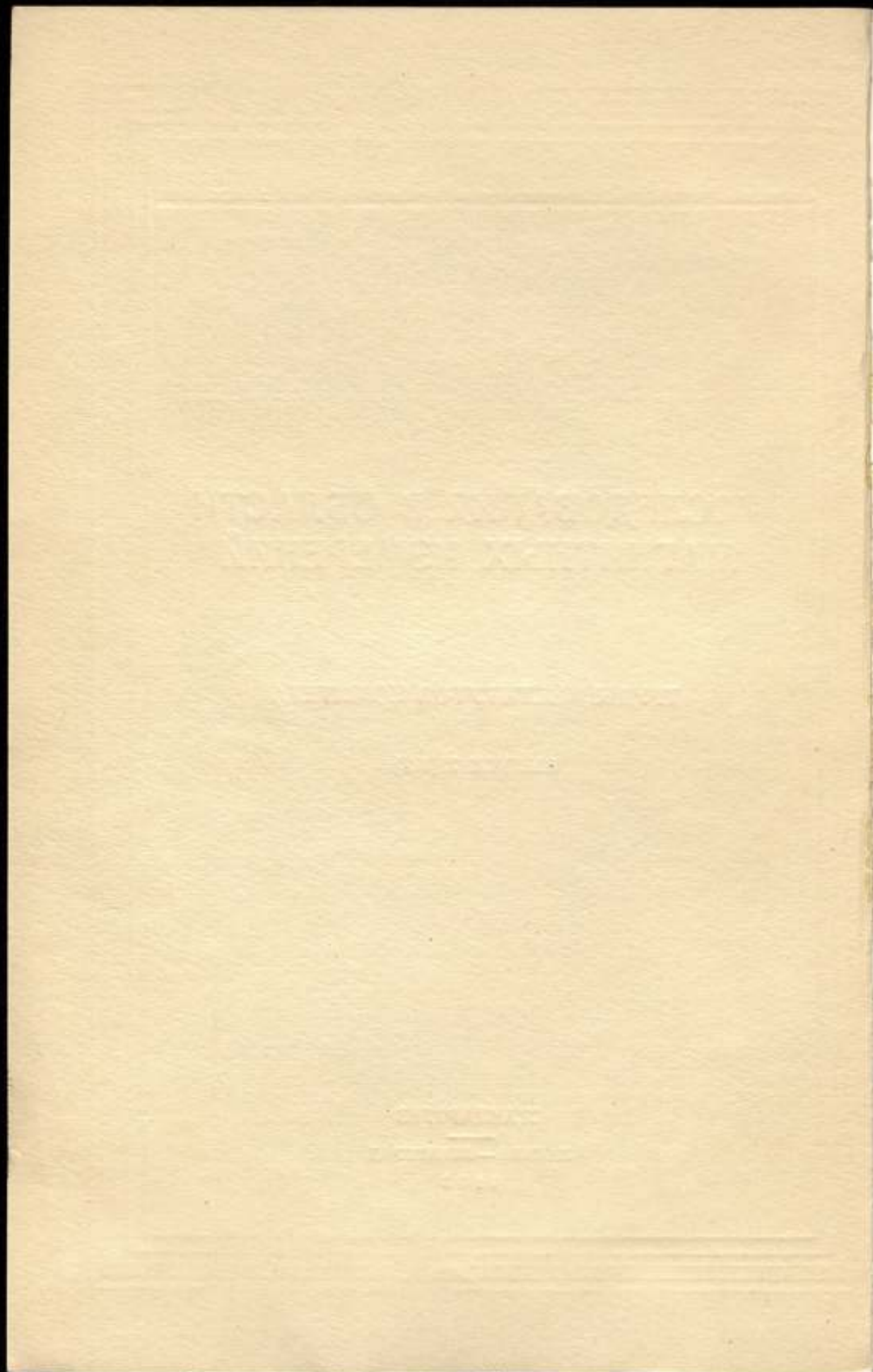
**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 72(132)

СТАНДАРТГИЗ
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1963

№ 12956 а



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 72 (132)

Под редакцией
д-ра техн. наук **Е. Т. ЧЕРНЫШЕВА**



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1963

№ 12.956 а

Редакционный совет

П. Н. Агалецкий, К. К. Аглицев, Н. Н. Александрова,
В. О. Арутюнов, С. В. Горбаневич, Е. Ф. Долинский,
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк
И. Н. Киренков, Д. К. Коллеров, Е. Т. Чернышев,
К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

2
1000



Ответственный редактор
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последнее время в исследованиях крупнейших метрологических институтов мира все большее внимание уделяется вопросам точного определения констант, на которые в дальнейшем может опираться система единиц измерения. Определению важнейшей для области электромагнетизма константы — гиромагнитного отношения протона — в сборнике посвящена статья В. И. Зингермана, В. Н. Сепетого, Г. К. Яголы.

В связи с переходом на новую международную систему единиц СИ возникают специфические для области магнитных явлений вопросы, требующие теоретического освещения. В статье Е. Н. Чечурной даны рекомендации, необходимые при введении этой системы в научную и инженерную практику.

Три статьи сборника посвящены наиболее актуальному в современной магнитометрии вопросу определения магнитных характеристик на переменном токе широкого диапазона частот (В. Л. Куртц, И. А. Орловой, Н. Г. Чернышевой; А. Л. Грохольского, А. Ф. Кугаевского; А. З. Векслера, Н. В. Пенькова). Статья П. Н. Горюнова посвящена новому принципу баллистических измерений, обеспечивающему существенное повышение чувствительности метода.

Разработке поверочной аппаратуры и методике поверок посвящена статья Ю. Г. Мехея, относящаяся к применению кварцевого магнитометра для определения «постоянных» мер напряженности магнитного поля.

В статье В. Ф. Витковского, Е. А. Соколовой даны результаты исследования нового прибора для измерения магнитной индукции в воздухе в широком диапазоне ее значений.

Сборник рассчитан на широкий круг научных и инженерно-технических работников, занимающихся исследованиями и испытаниями магнитных материалов и определением параметров магнитного поля.

Редактор

MEMORANDUM

TO : [Illegible]

FROM : [Illegible]

SUBJECT: [Illegible]

[The following text is extremely faint and illegible due to the quality of the scan. It appears to be a standard memorandum format with several paragraphs of text.]

DATED: [Illegible]

BY: [Illegible]

Е. Н. ЧЕЧУРИНА

ВНИИМ

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ЕДИНИЦ В ПРАКТИКЕ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Статья составлена в связи с введением в СССР международной системы единиц, в которой область магнитных явлений и измерений требует значительных разъяснений и уточнений. В статье даны множители для перевода значений различных магнитных величин из применявшихся ранее систем в абсолютную практическую систему МКСА при рационализованной форме уравнений электромагнитного поля, соответствующую в области электрических и магнитных величин международной системе.

Комитетом стандартов, мер и измерительных приборов 18/IX 1961 г. утвержден стандарт (ГОСТ 9867—61) на международную систему единиц со сроком введения ее с 1/I 1963 г. в качестве предпочтительной по всем областям науки, техники и народного хозяйства, а также при преподавании. Указанный стандарт составлен в соответствии с решениями Десятой и Одиннадцатой Генеральных конференций по мерам и весам.

Необходимость введения единой международной системы единиц диктуется большими неудобствами применения ряда существующих различных систем, требующих специальных пересчетов при переходе от одной системы единиц к другой.

Введению международной системы единиц как единой системы для всех областей науки и техники, а также для развития международных культурных, научных и торговых связей придается в настоящее время большое значение. Последнее подчеркивается приказом № 325 от 27/XI 1961 г. Министра высшего и среднего специального образования СССР, в котором предусмотрено в 1962/63 уч. году преподавание для студентов и учащихся технических специальностей факультативного курса — «Международная система единиц», а также издание учебников и учебных пособий с предпочтительным применением этой системы единиц.

Международной системой единиц предусмотрены основные единицы при рационализованной форме уравнений электромагнитного поля, представленные в табл. 1.

В области магнитных измерений применение международной системы единиц* сводится к использованию практической абсолютной системы

*Международную систему единиц называют системой интернациональной и обозначают «СИ».

МКСА [1—3]. Последние годы все чаще как в отечественной, так и в зарубежной литературе материал излагается в практической абсолютной системе единиц МКСА.

Таблица 1

Величина	Единица измерения	Сокращенное обозначение
Длина	метр	м
Масса	килограмм	кг
Время	секунда	сек
Сила электрического тока	ампер	а
Термодинамическая температура	градус Кельвина	°К
Сила света	свеча	св

Отечественный стандарт ГОСТ 8033—56 наряду с практической системой единиц при рационализованной форме уравнений допускает применение абсолютной симметричной системы при нерационализованной форме уравнений электромагнитного поля (системы Гаусса). До последнего времени в области технических расчетов электромагнитных механизмов и машин и в области магнитных измерений наибольшее распространение имели абсолютные электромагнитные системы единиц (СГСМ и СГС_{р0}). Система СГСМ основана на трех единицах (грамм, сантиметр, секунда), а система СГС_{р0} — на четырех (грамм, сантиметр, секунда, магнитная проницаемость вакуума). В дальнейшем в статье рассматриваются соотношения между единицами системы СГСМ и абсолютной практической системы, учитывая, что переводные коэффициенты будут такие же для системы СГС_{р0} и системы Гаусса.

Не только в технической литературе, но и в ряде таких ответственных документов, как государственные стандарты на различные магнитные материалы, встречаются магнитные величины в абсолютной электромагнитной (ГОСТ 3836—47 на низкоуглеродистую электротехническую сталь) и в абсолютной практической (ГОСТ 9575—60 на постоянные магниты) системах единиц. Некоторые же стандарты (например, ГОСТ 802—58 на листовую электротехническую сталь) построены в смешанной системе единиц. Все сказанное выше требует более решительного и быстрого завершения внедрения во все области науки и техники, как и в народное хозяйство, международной системы единиц, утвержденной Комитетом стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР.

Следует, однако, заметить, что в связи с переходом на международную систему единиц в области магнитных измерений возникает ряд трудностей, которые необходимо разрешить в ближайший срок к моменту введения в действие ГОСТ 9867—61.

Упомянутые трудности возникают в связи с отсутствием четких определений ряда понятий в области магнитных явлений и с отсутствием стандартизации в обозначениях отдельных магнитных величин. Последнее приводит к различному толкованию тех или иных понятий, а вследствие этого и к различным определениям такой единицы, как, например, единица магнитного момента. В результате у различных авторов, излагающих материал в абсолютной практической системе единиц, можно встретить различные формулы размерности для магнитного момента и его производных.

Статья ставит своей задачей обобщение имеющегося в литературе материала по вопросу практического применения системы МКСА при рационализованной форме уравнений электромагнитного поля в области магнитных измерений с целью установления связи между различными магнитными величинами в абсолютной электромагнитной (СГСМ) и абсолютной практической (МКСА) системах единиц.*

Поскольку магнитная проницаемость вакуума μ_0 , называемая в соответствии с ГОСТ 1494—61 «магнитной постоянной», в системе МКСА не равна единице ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$) и является величиной размерной, то магнитное поле уже в вакууме характеризуется двумя численно разными величинами: напряженностью магнитного поля H_0 и магнитной индукцией B_0 , имеющими различные размерности.

Эти величины связаны соотношением $B_0 = \mu_0 H_0$.

В связи с этим единицы отдельных магнитных величин могут иметь два вида размерностей, каждый из них обусловлен выбором исходной характеристики магнитного поля. Прежде всего такое двойное толкование возникает при определении размерности единицы магнитного момента, если его рассматривать как основную характеристику источника магнитного поля.

Как известно, источниками магнитного поля могут быть как проводники (контуры), обтекаемые электрическим током, так и тела и частицы, обладающие особым свойством, проявляющимся в создании ими в окружающем пространстве магнитного поля.

Поскольку магнитное поле, независимо от вида источника его, характеризуется двумя основными параметрами (магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля), то определение единицы магнитного момента источника поля может быть получено, исходя из этих двух параметров.

В первом случае за единицу магнитного момента можно принять магнитный момент такого элементарного тока или диполя, который создает в окружающем пространстве на расстоянии $r = 1 \text{ м}$ вдоль оси диполя (или на оси кругового тока) магнитное поле напряженностью $\frac{1}{2\pi} \text{ а/м}$. Уравнение, определяющее величину магнитного момента, в этом случае будет иметь вид

$$p_{\text{мн}} = 2\pi H r^3.$$

Соответственно формула размерности будет

$$[p_{\text{мн}}] = [\text{Н}] \cdot [r^3] = [a \cdot \text{м}^{-1}] \cdot [\text{м}^3] = [a \cdot \text{м}^2].$$

В системе единиц МКСА напряженность магнитного поля на оси кругового тока I может быть представлена [4] равенством

$$H_0 = \frac{IS}{2\pi r^2},$$

где S — площадь кругового контура с током.

Подставив полученное равенство в выражение, определяющее величину магнитного момента $p_{\text{мн}}$, получим еще одно выражение для магнитного момента кругового тока: $p_{\text{мн}} = IS$. В документах между-

* В дальнейшем в настоящей статье практическая абсолютная система единиц МКСА при рационализованной форме уравнений электромагнитного поля обозначается МКСАр, абсолютная электромагнитная система единиц — СГСМ и абсолютная симметричная система — СГСС. Последние две системы даются при нерационализованной форме уравнений электромагнитного поля, а их обозначения — в соответствии с ГОСТ 1494—61.

народной организации по стандартизации (ISO/TC 12, 303 E) производство IS для элементарного тока носит название «электромагнитный момент».

Переводный коэффициент от абсолютной системы СГСМ к системе МКСАр для магнитного момента P_{MH} приведен в сводной таблице (стр. 15) и составляет

$$K_{P_{MH}} = \frac{(P_{MH})_{МКСАр}}{(P_{MH})_{СГСМ}} = \frac{2\pi (Hr^3)_{МКСАр}}{\frac{1}{2} (Hr^3)_{СГСМ}} = 4\pi K_H K_r^3 = 10^{-3},$$

где K_H и K_r — переводные коэффициенты из системы единиц СГСМ в МКСАр для напряженности магнитного поля и длины.

Как уже сказано выше, во втором случае магнитный момент источника можно определить через магнитную индукцию создаваемого им поля. Обозначим этот магнитный момент через P_{MB} и определим его единицу из соотношения

$$P_{MB} = 2\pi B_0 r^3$$

$$[P_{MB}] = [об \cdot м^{-2}] [м^3] = [кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1} \cdot м^3].$$

За единицу магнитного момента P_{MB} принимается магнитный момент такого элементарного тока или диполя, который создает в окружающем пространстве на расстоянии $r = 1 м$, магнитное поле с индукцией $\frac{1}{2\pi} об/м^2$. Для кругового контура с током индукция поля на оси определится равенством $B_0 = \frac{\mu_0 IS}{2\pi r^3}$ и, следовательно, магнитный момент $P_{MB} = \mu_0 IS$.

Переводный коэффициент от системы единиц СГСМ к системе МКСАр для магнитного момента P_{MB} составляет

$$K_{P_{MB}} = \frac{2\pi (B_0 r^3)_{МКСАр}}{\frac{1}{2} (B_0 r^3)_{СГСМ}} = 4\pi K_B K_r^3 = 4\pi \cdot 10^{-10},$$

где K_B и K_r — переводные коэффициенты для магнитной индукции и длины.

Такой же переводный коэффициент $K_{P_{MB}}$ получается у авторов [5, 9], которые за единицу магнитного момента в системе МКСАр принимают магнитный момент такого постоянного магнита (витка с током), на который в однородном магнитном поле напряженностью $1 а/м$ действует максимальный вращающий момент, равный $1 н \cdot м$.

Следует заметить, что в документах международной организации по стандартизации (ISO/TC 12, 303 E) различают два магнитных момента — электромагнитный момент m , имеющий размерность $[а \cdot м^2]$, и магнитный дипольный момент J , имеющий размерность $[об \cdot м]$, соответствующие рассмотренным выше величинам P_{MH} и P_{MB} .

В чехословацком стандарте ČSN 01 1301 «Величины, единицы и обозначения, принятые в физике» также различают два магнитных момента — магнитный момент ампера m_A , имеющий размерность $[а \cdot м^2]$, и магнитный момент кулона m_C с размерностью $[м^3 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}]$, также соответствующие рассмотренным в настоящей статье магнитным моментам P_{MH} и P_{MB} .

Сопоставляя формулы, определяющие величины магнитных моментов P_{MH} и P_{MB} , можно сделать заключение о том, что $P_{MB} = \mu_0 P_{MH}$. В симметричной абсолютной (СГС) и в абсолютной электромагнитной системах единиц (СГСМ), в которых предполагается, что μ_0 не имеет размерности, причем $\mu_0 = 1$, понятия этих двух разновидностей магнитного момента совпадают. В международной же системе единиц эти величины численно различны, имеют разные размерности и требуются разные числовые коэффициенты для перевода их значений из электромагнитной и симметричной абсолютных систем в систему МКСАр.

В связи со сказанным выше расчетные формулы, применяемые в магнитоизмерительной технике, в которые входит магнитный момент, могут быть представлены в двух вариантах. В качестве примера ниже даются такие расчетные формулы (соответствующие рационализованной форме уравнений электромагнитного поля) для горизонтальной составляющей напряженности земного магнитного поля (табл. 2).

Таблица 2

Наименование определяемой величины	Метод измерений	Расчетная формула в системе	
		СГСМ	МКСАр
Горизонтальная составляющая напряженности земного магнитного поля	Абсолютный метод Гаусса	$H = \frac{P_M 2\beta}{r^3 \sin \theta}$	$H = \frac{P_{MH} \beta}{2\pi r^3 \sin \theta}$ $H = \frac{P_{MB} \beta}{2\pi \mu_0 r^3 \sin \theta}$
		То же	Измерение посредством кварцевого магнитометра

В табл. 2 приняты обозначения:

- β — постоянный коэффициент, зависящий в первом приближении от размеров магнитов;
- θ — угол отклонения подвижного магнита под влиянием магнита, обладающего определенным магнитным моментом (P_M , P_{MH} , P_{MB});
- r — расстояние между центрами отклоняемого и отклоняющего магнитов;
- C — коэффициент кручения нити кварцевого магнитометра;
- $2\pi n$ — угол, на который закручивается нить кварцевого магнитометра (n — целое число);
- φ — угол отклонения магнита, обладающего определенным магнитным моментом, от первоначального положения при закручивании нити кварцевого магнитометра.

Возможность двойного определения единицы магнитного момента требует уточнения расчетных формул для определения напряженности магнитного поля через гиромангнитное отношение γ . Как известно, в абсолютной электромагнитной системе единиц

$$H = \frac{\omega}{\gamma},$$

где ω — круговая частота прецессии ядер.

Гиромагнитное отношение протона представляет собой отношение

$$\gamma = \frac{2\pi p_M}{\hbar},$$

здесь p_M — ядерный магнитный момент;
 I — ядерное спиновое число;
 \hbar — постоянная Планка.

Весьма существенно, какова размерность магнитного момента в представленном выше выражении.

В литературе за период 1960—1961 гг. [6] формулу размерности для гиромагнитного отношения представляют в следующем виде:

$$[\gamma] = [\text{об}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{сек}^{-1}] = [a \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}],$$

т. е. магнитному моменту приписывается размерность $[a \cdot \text{м}^2]$. В соответствии с положениями настоящей статьи это будет момент p_{MH} . При такой формуле размерности магнитного момента переходный коэффициент от системы единиц СГСМ к МКСаР для гиромагнитного отношения будет равен $K_\gamma = 10^4$.

При этом следует, однако, подчеркнуть, что формула, выражающая зависимость частоты прецессии ядер от измеряемой напряженности поля, в системе единиц МКСаР будет иметь вид

$$\omega = \gamma p_0 H_0,$$

т. е. $\omega = \gamma B_0$.

Поскольку в литературе встречается двойное толкование понятия магнитного момента, то нет единообразия и в толковании величин, являющихся его производными.

Так, от размерности единицы магнитного момента зависит и размерность единицы интенсивности намагничивания вещества, если последнюю определять как плотность магнитного момента. Опираясь на два выражения для магнитного момента, получим два выражения для интенсивности намагничивания

$$J = \frac{p_{MH}}{V} \quad \text{и} \quad J_n = \frac{p_{MB}}{V},$$

где V — объем вещества.

Размерности этих величин будут соответственно равны:

$$[J] = [a \cdot \text{м}^{-1}];$$

$$[J_n] = [\text{кг} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot a^{-1}].$$

Переводные множители из системы единиц СГСМ в систему МКСаР соответственно равны

$$K_J = \frac{K_{p_{MH}}}{K_V} = 10^3 \quad \text{и} \quad K_{J_n} = \frac{K_{p_{MB}}}{K_V} = 4\pi \cdot 10^{-4}.$$

В различных документах величины J и J_n носят разное название. Так, в документах ISO/TC 12, 303 E, в документах, составленных Венгерской Народной Республикой согласно решениям 9-й секции Совета экономической взаимопомощи, и в Чехословацком стандарте ČSN 01 1301 J носят название намагниченности или интенсивности намагничивания и обозначается буквой M , а J_n называется магнитной поляризацией и обо-

значается буквой J . В отечественном ГОСТ 1494—61 интенсивность намагничивания (намагниченность) обозначается буквой J , а поскольку магнитная восприимчивость в соответствии с этим ГОСТ является безразмерной величиной, то J должна иметь такую же размерность, как и напряженность поля [$\alpha \cdot \text{м}^{-1}$].

Придерживаясь обозначений, принятых в большинстве случаев в отечественной учебной литературе [4, 7, 8], будем в дальнейшем под J понимать плотность магнитного момента ρ_{MH} и называть ее намагниченностью (интенсивностью намагничивания), плотность же магнитного момента ρ обозначим J и назовем магнитной поляризацией.

Согласно этому основные расчетные формулы для определения свойств магнитных материалов будут иметь вид

$$B = \mu_0 H + \mu_0 J \quad \text{или} \quad B = \mu_0 H + J_n.$$

Как известно, между намагниченностью (или магнитной поляризацией) и напряженностью магнитного поля существует прямая пропорциональность, причем коэффициент пропорциональности носит название магнитной восприимчивости.

ГОСТ 1494—61 предусматривает такое соотношение между магнитной восприимчивостью в системах СГСМ и МКСАр:

$$k_m = 4\pi\chi,$$

где k_m и χ — магнитные восприимчивости соответственно в системах единиц МКСАр и СГСМ.

Приведенное соотношение показывает, что под магнитной восприимчивостью в системе МКСАр понимается коэффициент пропорциональности между интенсивностью намагничивания J вещества и напряженностью H магнитного поля $J = k_m H$.

Магнитную поляризацию можно определить равенством

$$J_n = \mu_0 k_m H.$$

Некоторые авторы [5, 9, 10] под магнитной восприимчивостью в системе единиц МКСАр понимают произведение $\mu_0 k_m$. Обозначим это произведение χ_a .

Величина χ_a имеет такую же размерность, как магнитная проницаемость, причем соотношение ее с магнитной восприимчивостью в системе единиц СГСМ определяется равенством $\chi_a = (4\pi)^2 \cdot 10^{-7} \chi$. В настоящей статье, в отличие от k_m , χ_a названа абсолютной магнитной восприимчивостью, причем эта величина является коэффициентом пропорциональности между напряженностью магнитного поля и магнитной поляризацией: $J_n = \chi_a H$.

Следует заметить, что понятия интенсивности намагничивания и магнитной поляризации применимы только к веществу, восприимчивость которого k_m отлична от нуля, т. е. эти величины являются характеристиками вещества, так же как и внутренняя магнитная индукция B_i .

Внутренняя магнитная индукция в системе единиц МКСАр численно равна магнитной поляризации, т. е. $B_i = J_n$.

Комитет № 24 Международной электротехнической комиссии (МЭК) в 1959 г. утвердил внутреннюю магнитную индукцию как особую

* В Венгерском проекте внесено предложение в качестве основной характеристики магнитных материалов применять зависимость индукции B от величины $\mu_0 H$, т. е. от величины индукции в вакууме (практически — в воздухе).

магнитную величину, входящую в общий перечень магнитных характеристик, рекомендуемых МЭК. Следует, однако, заметить, что в документе МЭК допущена терминологическая неточность: приведенный в этом документе коэффициент для перехода от системы единиц СГСМ к системе МКСаР, равный $4\pi \cdot 10^{-4}$, соответствует не внутренней индукции, а величине магнитной поляризации J_n .

Учитывая, что в системе единиц СГСМ внутренняя магнитная индукция определяется выражением $B_i = 4\pi J$ и что понятия интенсивности намагничивания и магнитной поляризации в этой системе единиц совпадают, коэффициент перехода от системы СГСМ к МКСаР для внутренней магнитной индукции можно получить из соотношения

$$K_B = \frac{(B_i)_{\text{МКСаР}}}{(B_i)_{\text{СГСМ}}} = \frac{(J_n)_{\text{МКСаР}}}{4\pi (J_n)_{\text{СГСМ}}} = \frac{1}{4\pi} K_{J_n} = 10^{-4},$$

где K_{J_n} — коэффициент перевода для магнитной поляризации J_n (см. сводную таблицу, стр. 15).

Существующая путаница в отношении формул размерности в системе единиц МКСаР для величин магнитного момента, интенсивности намагничивания и магнитной восприимчивости объясняется в основном отсутствием нормативных документов на термины и определения в области единиц магнитных величин.

Например, под одним и тем же обозначением и одним и тем же наименованием «магнитный момент» встречаются величины, соответствующие принятому в настоящей статье обозначению $\rho_{\text{мн}}$ [4, 7, 11], и величины, соответствующие магнитному моменту $\rho_{\text{мв}}$ [5, 9, 10]. То же относится к интенсивности намагничивания и магнитной восприимчивости.

Следует заметить, что в учебной литературе по электротехнике в большинстве случаев магнитному моменту приписывается размерность момента $\rho_{\text{мн}}$ [4, 7, 8, 11].

В то же время в литературе, посвященной единицам измерений магнитных величин, под магнитным моментом понимается момент $\rho_{\text{мв}}$ [5, 9, 10].

Поскольку в настоящее время нет единообразия в определениях магнитного момента и его производных величин и к тому же в литературе, посвященной единицам измерений магнитных величин, отсутствуют формулы размерности и коэффициенты перевода из системы СГСМ в МКСаР для магнитного момента $\rho_{\text{мн}}$ и интенсивности намагничивания J , то представляется целесообразным дать эти сведения в сводной таблице (стр. 15) для единиц всех разновидностей используемых магнитных величин.

Для того чтобы можно было выбрать размеры единиц, наиболее удобные в метрологической практике магнитных измерений, в табл. 3 даны в двух системах (СГСМ и МКСаР) наиболее часто встречающиеся магнитные величины.

Анализ сводной таблицы и табл. 3 показывает, что размеры единиц магнитного момента $\rho_{\text{мв}}$ и магнитной восприимчивости k_m в системе МКСаР неудачны для практики: в большинстве случаев эти единицы оказываются слишком крупными. В этом отношении большее удобство представляют магнитный момент $\rho_{\text{мн}}$ и магнитная восприимчивость k_m .

Поскольку в отечественном стандарте ГОСТ 1494—61 предусмотрен лишь один магнитный момент P_M , то, учитывая рекомендации учебной литературы, а также удобство применения в практике не очень крупной единицы магнитного момента, целесообразно под моментом P_M понимать именно магнитный момент P_{MH} , имеющий размерность единицы $[a \cdot M^2]$.*

Таблица 3

Наименование величины	Значение в системах единиц СГСМ и СГС	Переводный множитель в систему МКСаР	Значение в системе МКСаР
Напряженность магнитного поля, воспроизводимая основным эталоном при силе тока в его обмотке 1 а	0,59976 э	$\frac{10^3}{4\pi}$	47,727 а/м
Магнитный поток, воспроизводимый рабочим эталоном с измерительными катушками № 2, 3 и 5 при силе тока в его первичной обмотке 1 а	$\Phi_2 = 97\,150 \text{ мкс}$ $\Phi_3 = 96\,060 \text{ "}$ $\Phi_5 = 339\,670 \text{ "}$	10^{-8}	$\left\{ \begin{array}{l} 0,0009715 \text{ вб} \\ 0,0009603 \text{ "} \\ 0,0033967 \text{ "} \end{array} \right.$
Крайние значения магнитного момента, воспроизводимого группой образцовых эллипсоидальных магнитов ¹	559,5 ед. СГСМ 1686 ед. СГСМ	$\left\{ \begin{array}{l} 10^{-3} \\ 4\pi \cdot 10^{-10} \end{array} \right.$ $\left\{ \begin{array}{l} 10^{-3} \\ 4\pi \cdot 10^{-10} \end{array} \right.$	$P_{MH} = 0,5595 \text{ ед. МКСаР}$ $P_{MB} = 70,27 \cdot 10^{-8} \text{ ед. МКСаР}$ $P_{MH} = 1,686 \text{ ед. МКСаР}$ $P_{MB} = 211,8 \cdot 10^{-8} \text{ ед. МКСаР}$
Магнитная восприимчивость нормального образца парамагнитной соли $NiSO_4 \cdot 7H_2O$	$17 \cdot 10^{-6}$	$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi \\ (4\pi)^2 \cdot 10^{-7} \end{array} \right.$	$k_M = 213 \cdot 10^{-6}$ $\kappa_a = 2,682 \cdot 10^{-10} \text{ ед. МКСаР}$
Горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля Земли в районе Ленинграда	0,15 э	$\frac{10^3}{4\pi}$	11,94 а/м
Поля, воспроизводимые рабочими мерами напряженности магнитного поля	$10^{-3} \div 500 \cdot 10^3 \text{ э}$	$\frac{10^3}{4\pi}$	$0,0796 \div 398 \cdot 10^5 \text{ а/м}$
Магнитные потоки, воспроизводимые рабочими мерами	$100 \div 10^8 \text{ мкс}$	10^{-8}	$10^{-6} \div 1 \text{ вб}$
Магнитные моменты рабочих мер в виде постоянных магнитов	$1 \div 2000 \text{ ед. СГСМ}$	$\left\{ \begin{array}{l} 10^{-3} \\ 4\pi \cdot 10^{-10} \end{array} \right.$	$P_{MH} = (10^{-3} \div 2) \text{ ед. МКСаР}$ $P_{MB} = (1,26 \cdot 10^{-9} \div 2,51 \times 10^{-6}) \text{ ед. МКСаР}$

¹ В соответствии со сводной таблицей (стр. 15) одному числовому значению магнитного момента в системе СГСМ могут соответствовать два различных значения (P_{MH} и P_{MB}) в системе МКСаР.

* В проекте рекомендаций по единицам электрических и магнитных величин международной организации по стандартизации (ISO/TC 12 444F) дан лишь один электромагнитный момент, имеющий размерность $[a \cdot M^2]$.

Сводная

Наименование величины	Определяющие уравнения в системах		название в системах	
	МКСАр	СГСМ	МКСАр	СГСМ
Магнитный поток . . .	$d\Phi = -e dt$	$d\Phi = -e dt$	вебер	максвелл
Магнитная индукция	$B = \frac{\Phi}{S}$	$B = \frac{\Phi}{S}$	тесла	гаусс
Напряженность магнитного поля прямого тока на расстоянии r от провода	$H = \frac{I}{4\pi r}$	$H = \frac{I}{r}$	—	эрстед
Магнитодвижущая сила	$F = \omega I$	$F = 4\pi\omega I$	ампер	гильберт
Магнитная постоянная	$\mu_0 = \frac{B_0}{H_0}$	$\mu_0 = 1$	—	—
Магнитная масса	$m = \sqrt{4\pi f \mu_0 r^2}$	$m = \sqrt{jr^2}$	—	—
Магнитный момент P_{MH} , элементарного тока, магнитного диполя	$\left\{ \begin{array}{l} P_{MH} = 2\pi H_0 r^3 \\ P_{MH} = IS \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} P_M = \frac{1}{2} H_0 r^3 \\ P_M = IS \end{array} \right.$	—	—
Магнитный момент P_{MB} , элементарного тока, магнитного диполя	$\left\{ \begin{array}{l} P_{MB} = 2\pi B_0 r^3 \\ P_{MB} = \mu_0 IS \\ P_{MB} = \mu_0 P_{MH} \end{array} \right.$	$P_{MB} = P_{MH} = P_M$	—	—
Намагниченность, интенсивность намагничения	$J = \frac{P_{MH}}{V}$	$J = \frac{P_M}{V}$	—	—
Магнитная поляризация	$J_n = \frac{P_{MB}}{V}$	$J_n = J = \frac{P_M}{V}$	—	—
Внутренняя магнитная индукция	$\left\{ \begin{array}{l} B_i = J_n \\ B_i = \mu_0 J \end{array} \right.$	$B_i = 4\pi J$	тесла	гаусс
Магнитная проницаемость, относительная магнитная проницаемость	$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$	$\mu = \frac{B}{H}$	—	—
Магнитная проницаемость абсолютная	$\mu_a = \frac{B}{H}$	$\mu_a = \mu = \frac{B}{H}$	—	—
Магнитная восприимчивость	$k_M = \frac{J}{H}$	$\chi = \frac{J}{H}$	—	—
Магнитная восприимчивость абсолютная	$\chi_a = \frac{J_n}{H} = \mu_0 k_M$	$\chi_a = \chi = \frac{J}{H}$	—	—
Магнитное сопротивление	$r_M = \frac{F}{\Phi}$	$r_M = \frac{F}{\Phi}$	—	—
Магнитная энергия единицы объема намагниченного тела	$w_M = \frac{BH}{2}$	$w_M = \frac{BH}{8\pi}$	—	—

таблица

Единица измерения					Переводный множитель на СГСМ в МКСАр
обозначение в системах		размерности в системах			
МКСАр	СГСМ	МКСАр	СГСМ		
об	мкс	$м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	10^{-8}	
мл	гс	$кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	10^{-4}	
а/м	э	$м^{-1} а$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	$10^3/4\pi$	
а	гб	а	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	$10/4\pi$	
гн/м	—	$м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}$	Размерности не имеет	$4\pi \cdot 10^{-7}$	
—	—	$м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	$4\pi \cdot 10^{-8}$	
—	—	$а \cdot м^2$	$см^{5/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	10^{-3}	
—	—	$м^3 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{5/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	$4\pi \cdot 10^{-10}$	
—	—	$а \cdot м^{-1}$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	10^3	
—	—	$кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	$4\pi \cdot 10^{-4}$	
мл	гс	$кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	10^{-4}	
—	—	Размерности не имеют		1	
гн/м	—	$м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}$	Размерности не имеет	$4\pi \cdot 10^{-7}$	
—	—	Размерности не имеют		4π	
гн/м	—	$м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}$	Размерности не имеет	$(4\pi)^2 \cdot 10^{-7}$	
—	—	$м^{-2} \cdot кг^{-1} \cdot сек^2 \cdot а^2$	$см^{-1}$	$10^9/4\pi$	
дж/м ³	эрг/см ³	$м^{-1} \cdot кг \cdot сек^{-2}$	$см^{-1} \cdot г \cdot сек^{-2}$	10^{-1}	

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурдуи Г. Д., Единицы физических величин, Стандартгиз, 1960.
2. Шрамков Е. Г., О новом государственном стандарте «Электрические и магнитные единицы», «Измерительная техника», № 6, 1956.
3. Яновский Б. М., Система единиц электрических и магнитных величин, «Измерительная техника», № 6, 1956.
4. Нейман Л. Р. и Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, Госэнергоиздат, 1959.
5. Чертов А. Г., Единицы измерения физических величин, Изд. «Высшая школа», 1960.
6. Carptuller H., Bestimmung des gyromagnetischen Verhältnisses des Protons, Zeitschrift für Instrumentenkunde, 69 Jahrgang, H. 7, 1961.
7. Поливанов К. М., Ферромагнетики, Госэнергоиздат, 1957.
8. «Основы электротехники», под редакцией К. А. Круга, Госэнергоиздат, 1952.
9. Маликов С. Ф., Единицы электрических и магнитных величин, Госэнергоиздат, 1960.
10. Калантаров П. Л., Единицы измерения электрических и магнитных величин, Госэнергоиздат, 1948.
11. Страттон Дж. А., Теория электромагнетизма (перевод с английского), Гостехиздат, 1948.

Поступила в редакцию
13/III 1962 г.

В. И. ЗИНГЕРМАН, В. Н. СЕПЕТЫЙ,
Г. К. ЯГОЛА
ХГИМИП

АБСОЛЮТНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ПРОТОНА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В статье приведены результаты определения одной из важнейших констант — гиромагнитного отношения протона. Дано описание установок и методики определения константы с оценкой погрешностей ее определения.

Определение точного значения гиромагнитного отношения протона как одной из фундаментальных постоянных представляет большой интерес для физики и для измерительной техники. За последнее десятилетие метод ядерного магнитного резонанса получил распространение в практике магнитных и электрических измерений. Внедрение этого метода в область магнитных измерений позволило в отдельных случаях повысить на два порядка и более точность измерений таких величин, как магнитная индукция и напряженность магнитного поля. Основой расчета измеряемых величин при этом является простое соотношение

$$B = \frac{2\pi}{\gamma} f, \quad (1)$$

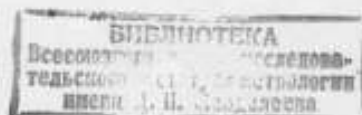
где B — магнитная индукция;

f — частота прецессии атомных ядер вещества, помещенного в магнитное поле;

γ — гиромагнитное отношение атомных ядер.

Из атомных ядер первостепенную важность для измерительных целей имеет протон. Установлению численного значения гиромагнитного отношения протона посвящен ряд работ, выполненных в передовых метрологических учреждениях СССР и за рубежом [1—5]. В настоящее время уже накопился обширный материал по абсолютному определению этой константы через основные единицы измерений, воспроизводимые национальными эталонами различных стран. Рассмотрение имеющихся данных на очередном заседании Консультативного комитета по электричеству позволит установить с достаточной точностью средневзвешенное значение гиромагнитного отношения протона, которое может быть утверждено в качестве исходной постоянной в метрологической практике.

Работы по определению гиромагнитного отношения протона путем



абсолютных измерений магнитной индукции B и резонансной частоты согласно уравнению (1) выполнены в ХГИМИП. Аналогичные работы выполнены в НБЭ США и в Физико-техническом институте ФРГ.

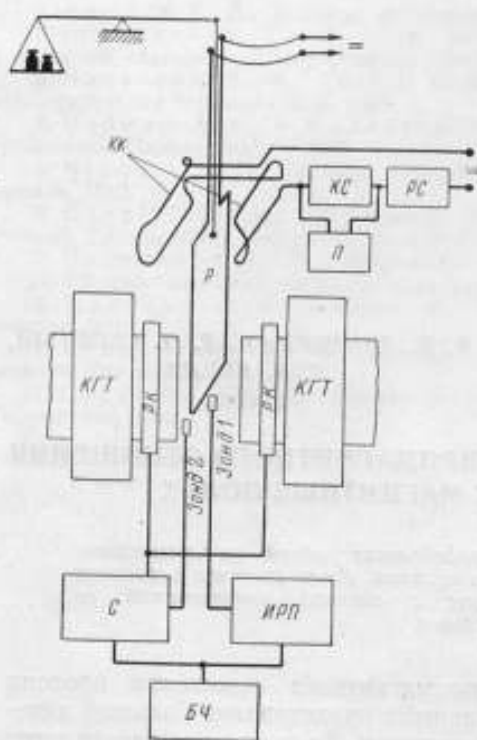


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной установки.

Отличительной особенностью работ ХГИМИП является дальнейшее усовершенствование методики и аппаратуры, всесторонний характер анализа погрешностей и учета поправок. Для проведения экспериментальных исследований и измерений создана установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 1, где КК — компенсационные катушки; КС — катушка сопротивления; РС — регулировочное сопротивление; П — потенциометр; Р — рама; КГТ — катушки главного тока; РК — регулировочные катушки; С — стабилизатор; ИРП — измеритель распределения поля; БЧ — блок частот 10 и 20 Мгц.

Установка состоит из электромагнита с однородным магнитным полем, стабилизированным протонным магнитным резонансом, измерителя распределения магнитного поля, магнитных весов и аппаратуры для измерения тока в раме весов.*

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА И ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

Электромагнит представляет собой двойное ярмо с коническими полюсными сердечниками. Для получения однородного магнитного поля в требуемом объеме применены полюсные наконечники диаметром 250 мм, поверхность которых обработана до получения высокой степени плоскостности (в пределах 0,2 мк), и установлены параллельно друг другу (отклонение не свыше 1,5 мк). Длина воздушного зазора 40 мм. В верхней части полюсов на расстоянии 100 мм от центра имеется горизонтальный срез.

Намагничивающие обмотки электромагнита рассчитаны таким образом, что при получении в воздушном зазоре магнитной индукции до 0,5 вб/м² выделяемая мощность не превышает 120 вт. Благодаря большой поверхности охлаждения нагрев катушек настолько мал (менее 1° С), что нет необходимости в их принудительном охлаждении.

* Изготовление рамы магнитных весов и полюсных наконечников электромагнита проведено А. А. Ветанинским; измерение размеров рам — Р. В. Дьябским и Э. П. Янушкевичем. В разработке магнитных весов принимали участие М. С. Лызогуб и Е. Г. Вербенко; в подготовке экспериментальной электронной аппаратуры — Е. Е. Богатырева и Я. А. Зильберштейн.

Эталонирование мер э. д. с. и сопротивления проведено в лаборатории образцовых электрических мер ВНИИМ.

Изготовление и калибровка эталонных платиновых грузов осуществлены в лаборатории мер массы ВНИИМ.

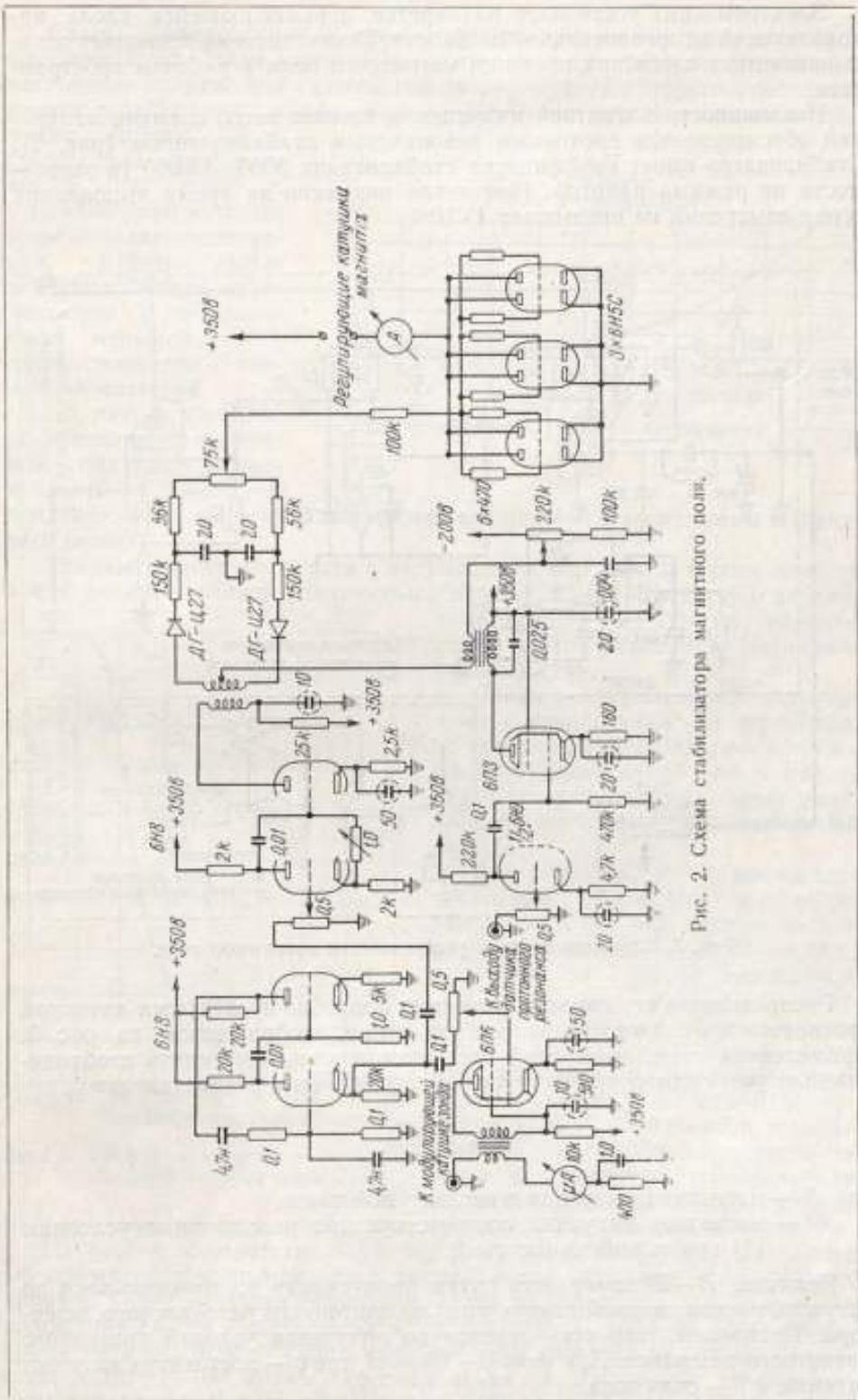


Рис. 2. Схема стабилизатора магнитного поля.

Электромагнит установлен на каретке, перемещающейся вдоль направляющей в горизонтальной плоскости. Такая система позволяет откатывать его от весов при изучении магнитного поля в рабочем пространстве.

Неизменность магнитной индукции в течение всего времени измерений обеспечивается протонным резонансным стабилизатором (рис. 2). Стабилизатор имеет коэффициент стабилизации 3000–15 000 (в зависимости от режима работы). Изменение индукции за время выполнения серии измерений не превышает $1 \cdot 10^{-6}$.

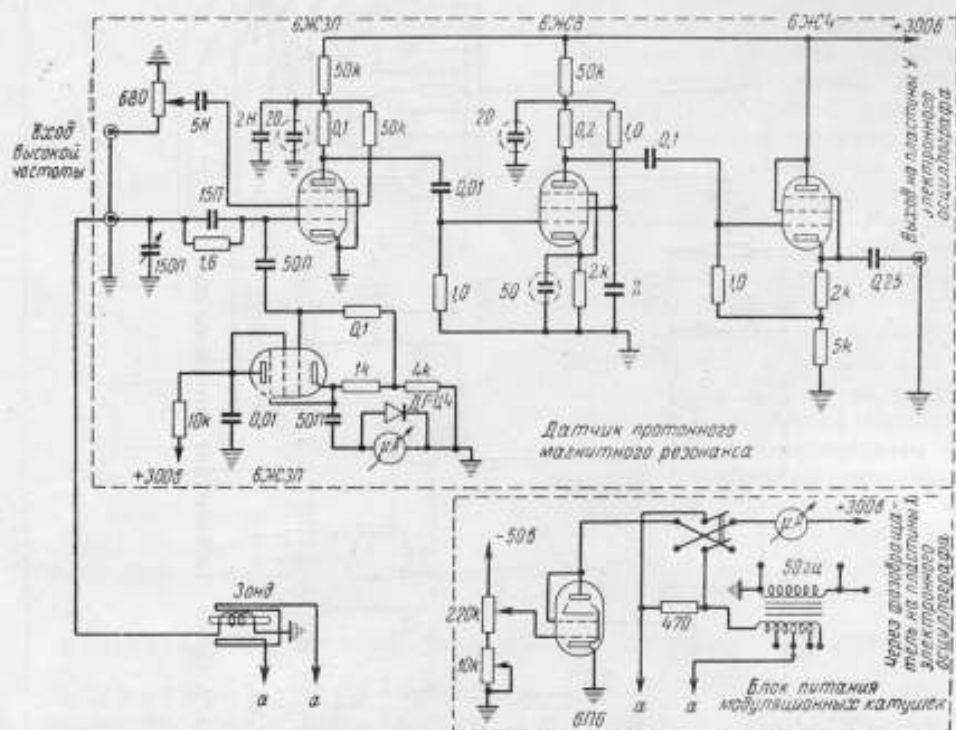


Рис. 3. Схема измерителя распределения магнитного поля.

Распределение поля между полюсами подробно исследуется датчиком протонного магнитного резонанса по схеме, изображенной на рис. 3. Примененная схема измерений дает возможность определять необходимые для учета неоднородности поля коэффициенты распределения

$$\alpha = \frac{B - B^0}{B^0},$$

где B — магнитная индукция в исследуемой точке;

B^0 — магнитная индукция, соответствующая резонансным условиям (1) при заданной частоте f_0 .

Величина $B - B^0$ измеряется путем пропускания постоянного тока по катушке, расположенной вокруг ампулы протонного резонансного детектора. Постоянный ток регулируется до получения условий протонного магнитного резонанса. При этом $B - B^0 = cI$, где c — постоянная катушки датчика, а I — сила тока.

Схемы стабилизатора и измерителя распределения поля питаются напряжением высокой частоты от одного источника. Источником высокочастотного напряжения служит генератор, частота которого стабилизируется термостатированным кварцем. Источник дает номинальные значения частоты 10 и 20 Мгц для полей примерно $0,24 \text{ вб/м}^2$ и $0,47 \text{ вб/м}^2$, при которых производились измерения. Действительные значения частоты определяются с погрешностью, меньшей $5 \cdot 10^{-7}$, путем сравнения с эталонной частотой.

На рис. 4 показано распределение магнитной индукции в центральной плоскости воздушного зазора электромагнита вдоль нижней стороны рамы магнитных весов.

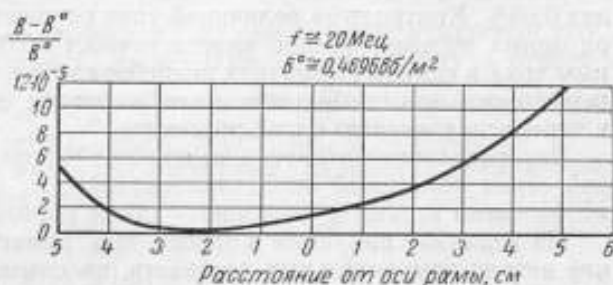


Рис. 4. Распределение поля вдоль нижней стороны рамы.

Градиент магнитного поля в направлении, перпендикулярном поверхности полюсов, вблизи рамы весьма мал, что свидетельствует о перпендикулярности магнитных силовых линий в этой области к полюсным поверхностям.

Полюсные наконечники установлены с отклонением от вертикали, не превышающим $0,001 \text{ рад}$, и отклонение силовых линий от горизонтального направления не превышает, следовательно, величины такого же порядка.

Изменение магнитного поля в вертикальном направлении в области, занимаемой боковой частью витков рамы, показано на рис. 5. Измерение индукции на участке между 65 и 320 мм от центра полюса, где неоднородность поля не позволяет применять ядерный магнитный резонанс, производится с помощью прибора, основанного на принципе эффекта Холла [6]. При этом измерительный зонд прибора выставляется так, что измеряется составляющая магнитной индукции, параллельная

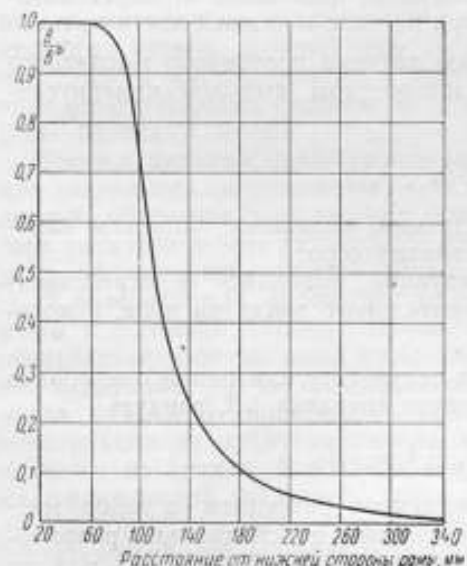


Рис. 5. График изменения поля вдоль боковой стороны рамы.

направлению силовых линий у нижнего края рамы магнитных весов.

На уровне, соответствующем верхнему краю рамы, поле рассеяния электромагнита компенсируется полем гибких катушек с отогнутыми краями. Такие катушки позволяют путем их деформации и изменения положения свести горизонтальную составляющую поля рассеяния электромагнита вдоль всей длины верхнего края рамы до значений, не превосходящих $1 \cdot 10^{-6} \text{ вб/м}^2$. Горизонтальная составляющая остаточного поля измеряется при помощи измерительного генератора с фазочувстви-

тельным вольтметром. Этим же устройством измеряется поле на участке между 320 см от центра полюса и верхним краем рамы. Для сохранения условий компенсации в течение каждого измерения магнитными весами ток в обмотках компенсационных катушек поддерживается неизменным в пределах 0,02%, а ток в главных обмотках электромагнита — в пределах 0,03%. Контроль за величиной тока осуществляется с помощью лабораторных потенциометров класса точности 0,03. Поддержание неизменным тока в главных обмотках потребовалось в связи с тем, что его изменение даже при стабильном поле в зазоре электромагнита приводит к перераспределению полей рассеяния.

Распределение магнитной индукции в зазоре электромагнита при каждой серии измерений определялось дважды: один раз — до измерений магнитными весами и повторно — после работы на весах.

На величину индукции в зазоре электромагнита могут оказать влияние детали измерительных устройств, вносимые в зазор. Так, при определении индукции B^0 с помощью магнитных весов индукция B_1 вдоль нижней стороны витка равна

$$B_1 = B(1 + \delta_1 + \delta_2),$$

где B — индукция до внесения в зазор рамы и окружающего ее футляра;
 δ_1 — относительное изменение индукции, вызванное влиянием рамы и футляра на зонд стабилизатора;
 δ_2 — относительное изменение индукции, вызванное непосредственным влиянием рамы и футляра на поле в нижней части витка.

При исследовании поля с помощью датчика протонного магнитного резонанса индукция B_{11} в объеме, занимаемом ампулой измерительного зонда, равна

$$B_{11} = B(1 + \delta_3 + \delta_4),$$

где δ_3 — относительное изменение индукции, вызванное влиянием измерительного зонда на зонд стабилизатора;
 δ_4 — относительное изменение индукции, вызванное непосредственным влиянием деталей измерительного зонда на поле, в котором он находится.

При расчетах B^0 , таким образом, к результату измерений с помощью магнитных весов B необходимо прибавить поправку ΔB , равную

$$\Delta B = B(\delta_3 + \delta_4 - \delta_1 - \delta_2).$$

Расчет изменения индукции, вызываемого внесением в зазор магнита слабомагнитных деталей, был выполнен по специально разработанной методике. Суммарная относительная поправка $\delta = \delta_3 + \delta_4 - \delta_1 - \delta_2$ оказалась равной $2 \cdot 10^{-6}$. Поскольку наибольшее влияние на поле оказывает материал высокочастотной катушки зонда (эмалированный медный провод), магнитная восприимчивость которого меняется от отрезка к отрезку, расчет был произведен для наихудшего из встретившихся отрезков. Так как неизвестно, какова восприимчивость действительно использованного небольшого по длине отрезка провода, эта величина δ принята в качестве неисключенной систематической погрешности.

Магнитные весы представляют собой устройство, позволяющее определять магнитную индукцию путем взвешивания помещенного в измеряемое магнитное поле контура с током. Сила электромагнитного

взаимодействия магнитного поля и контура с током связана с магнитной индукцией известным соотношением

$$\vec{F} = I \oint_L [\mathbf{dl} \times \mathbf{B}]. \quad (2)$$

Индукция B^0 может быть вычислена по результатам измерений геометрических размеров контура L , распределения вдоль контура относительного значения вектора магнитной индукции $\frac{\mathbf{B}}{B^0}$, тока I в контуре и вертикальной составляющей F_y силы, действующей на контур.

Для удобства расчета вводится расчетный параметр, называемый далее «эффективная ширина витка X^0 ».

$$X^0 = \left| \int_L \left[\mathbf{dl} \times \frac{\mathbf{B}}{B^0} \right] \right|, \quad (3)$$

где J — орт вертикальной оси.

Индукция B^0 определяется из равенства

$$B^0 = \frac{F_y}{IX^0}. \quad (4)$$

Контур с током в магнитных весах представляет собой прямоугольные витки провода, имеющие вертикальные боковые стороны. Нижние стороны витков помещаются в воздушный зазор электромагнита, создающего магнитное поле с индукцией, мало отличающейся по величине от B^0 . Верхние стороны витков находятся в поле, индукция которого близка к нулю.

Рама с витками является одним из наиболее сложных с точки зрения технологии изготовления узлов магнитных весов. Конструкция рамы должна обеспечивать возможно более точное ее изготовление по заданным геометрическим размерам и возможность точного измерения и расчета эффективной ширины витков.

В литературе [1, 4] описаны магнитные веса, в которых применялись рамы с большим числом витков провода. Увеличение числа витков облегчает измерение силы взаимодействия с магнитным полем, однако оно затрудняет точное определение эффективной ширины. В магнитных весах ХГИМИП применялись рамы с малым числом витков, причем конструкция их предусматривала возможность раздельного измерения каждого из витков, благодаря чему повысилась точность определения их эффективной ширины.

Поскольку при работе на магнитных весах возможно появление ряда погрешностей, остающихся постоянными при измерениях с одним неизменным контуром тока, применение двух витков в различных комбинациях позволяет снизить влияние этих погрешностей на конечный результат. Применение различных рам снижает в свою очередь влияние тех возможных неслучайных погрешностей, величина которых может изменяться только при замене рам. Основанием рамы служит пластина из стекла с малым температурным коэффициентом линейного расширения. Ширина рамы, принятая близкой к 100 мм, оказалась удобной для измерений; она обеспечивает получение достаточной для измерений силы взаимодействия при выбранных значениях тока и магнитной индукции и не требует чрезмерно большого объема рабочего воздушного зазора электромагнита. Длина рамы 500 мм позволяет располо-

жить верхние стороны витков в пространстве, где поле рассеяния электромагнита меняется линейно в вертикальном направлении и компенсируется с помощью простых средств.

Для проведенных экспериментов по определению гиромантного отношения протона были изготовлены две рамы. Одна из них (№ 1) имеет один виток, наложенный на торцевые грани стеклянной пластины толщиной 2,8 мм; вторая (№ 2) имеет два витка на стеклянной пластине толщиной 8 мм.

Материалом для изготовления токоведущих витков послужил специально изготовленный химически чистый медный провод диаметром 0,8 мм. Из полученного после протяжки через фильеры провода были отобраны отрезки длиной около 1 м каждый с минимальными вариациями диаметра. Отобранные отрезки обрабатывали вручную для устранения обнаруженных местных отклонений диаметра от среднего значения. Торцевые грани стеклянных оснований перед наложением на них провода обрабатывали на плитках до получения необходимой прямолинейности и параллельности.

При изготовлении рамы № 1 два отрезка провода натягивали десятикилограммовым грузом каждый и разводили по краям так, чтобы расстояние между проводами равнялось ширине стеклянного основания. Затем между проводами вводили стеклянное основание и места соприкосновения проволок со стеклом проклеивали клеем БФ-4. Натяжение проводов десятикилограммовыми грузами было достаточным для обеспечения их прямолинейности и не вызывало в то же время заметных изменений диаметра в пределах десятой доли микрона. После полного просыхания клея провода были освобождены от грузов, свободные концы загнуты и приклеены к горизонтальным сторонам основания. На нижней стороне основания провода, подходящие от боковых сторон, были спаяны между собой.

Диаметр провода рамы № 1 определяли в семи точках по образцу, отрезанному от провода, уложенного на боковые грани рамы. Образец имел длину 50 мм. Определение вели в двух взаимно перпендикулярных диаметральных направлениях. Измерения диаметра провода и размеров рамы производились контактным методом путем сравнения с концевыми мерами. Эллипсность сечения провода составила 0,5 мк, а наибольшая разность диаметров, измеренных в одной осевой плоскости, в разных точках — 0,7 мк. Среднее квадратичное отклонение диаметра провода в различных точках по длине и в различных диаметральных направлениях было оценено как $\sigma = 0,36$ мк. Расстояние между наружными сторонами проводов, образующих виток, измеряли путем сравнения искомого размера с концевыми мерами при помощи приспособления с рычажно-зубчатой измерительной головкой, имеющей цену деления 1 мк. На участке рамы, помещаемом в наиболее неоднородное магнитное поле, измерения производили в точках, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга. Верхние 200 мм были измерены в точках с интервалами 5 см, а остальная часть рамы — с интервалами 1 см.

Было проведено три серии измерений, причем в начале каждой серии рама и концевые меры, укрепленные на плавающих столиках, вновь были установлены в правильное положение относительно измерительных накопечников.

Размер X_i между осями проводов витка рамы № 1 в точке i определяется для $t^\circ = 20^\circ \text{C}$ согласно равенству

$$X_i = A + c_i - c_m + \delta_i - d_{np} + \delta, \quad (5)$$

где A — действительный размер блока концевых мер при температуре 20°C ;

c_i — среднее из отсчетов по измерительной головке в точке i ;

c_m — среднее из отсчетов по мере в начале и конце каждой серии;

$\delta_i = (\alpha_m - \alpha_p) A (t^\circ - 20)$ — температурная поправка, здесь

$\alpha_m = 11,5 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ — коэффициент линейного расширения мер и

$\alpha_p = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ — коэффициент линейного расширения рамы;

d_{np} — диаметр провода;

$\delta = 0,1 \text{ мк}$ — суммарная поправка на упругую деформацию проводов и витка рамы под действием измерительного усилия измерительной головки.

Технология крепления проводов рамы № 2 отличалась от примененной в раме № 1. На торцевые стороны рамы № 2 были наклеены полосы из плексигласа, в которых прорезаны до стекла две канавки. В эти канавки укладывали провода, образующие два витка. Провода натягивали и в натянутом состоянии увязали шелковыми нитями через 5 мм. Затем нити были приклеены к стеклу клеем БФ-2 и после просыхания клея части нитей, лежащие на плоских сторонах рамы, были удалены и провода оказались прижатыми к торцу рамы петлями из нитей. Витки, не соединенные на раме, имеют самостоятельные токоподводы, чем обеспечивается возможность проведения отдельных измерений магнитной индукции каждым в отдельности и двумя последовательно включенными витками. Кроме того, соединив витки встречно, можно проверить экспериментально разность значения эффективной ширины двух витков.

Для определения размеров каждого из витков рамы № 2 были использованы те же измерительные средства, что и для рамы № 1, однако диаметр проводов, образующих витки, измерялся не на отрезке, а во всех тех точках, в которых требовалось вычислять расстояние между осями проводов. При укладке проводов на основание рамы они располагались таким образом, чтобы при вычислении X_i исключалась погрешность от эллипсности сечения проводов. Измерения ширины витков рамы № 2 произведены дважды: в январе и в сентябре 1961 г., причем заметного систематического расхождения между полученными результатами измерений обнаружено не было.

Размер X_i между осями проводов витка вычислялся по формуле

$$X_i = A + c_i - c_m + \delta_i - \frac{d_{11} + d_{12}}{2} + \delta, \quad (6)$$

где d_{11} и d_{12} — диаметры проводов на одной и на второй боковых сторонах витка.

В табл. 1 представлены результаты измерений размеров рам в точках, использованных при расчетах эффективной ширины витков X^0 .

При анализе погрешностей определения расстояния X между осями проводов, образующих виток, оказалось целесообразным разбить их на три группы в зависимости от влияния их на точность вычисления X^0 . Одну группу составляют случайные погрешности, изменяющиеся от точки к точке. Значение этих погрешностей устанавливается на основании статистической обработки результатов измерений ширины рамы и диаметра проводов. Для рамы № 1 эта погрешность обусловлена в основном возможными отклонениями диаметра провода в различных точках от принятого в расчетах среднего значения; для рамы № 2 эта

погрешность была обусловлена вариацией показаний измерительного устройства при измерениях ширины рамы и диаметра провода. Другую группу составляют погрешности, случайные по своему происхождению, но остающиеся неизменными во всех измеренных точках. Третью группу составляют возможные не исключенные систематические погрешности.

Таблица 1

Рама № 1		Рама № 2, виток А		Рама № 2, виток В	
расстояние от нижнего края, мм	расстояние между осями проводов при $t=20^{\circ}\text{C}$, X_i , мм	расстояние от нижнего края, мм	расстояние между осями проводов при $t=20^{\circ}\text{C}$, X_i , мм	расстояние от нижнего края, мм	расстояние между осями проводов при $t=20^{\circ}\text{C}$, X_i , мм
47	101,7855	54	100,1783	54	100,1789
57	894	74	779	74	777
67	900	84	775	84	777
72	912	89	774	89	773
77	892	94	773	94	768
82	882	99	779	99	773
87	868	104	777	104	816
92	896	109	777	109	839
97	902	114	773	114	772
102	901	119	774	119	769
107	873	124	775	124	763
112	882	129	787	129	768
117	884	134	782	134	771
127	884	141	780	141	768
137	890	154	774	154	773
147	880	179	774	179	762
157	868	194	774	189	786
167	874	219	764	204	769
177	890	229	807	214	782
187	885	234	778	254	757
197	892	239	801	269	771
207	942	274	758	304	772
247	852	304	801	355	776
307	874	355	762	399	782
397	827	375	809	410	943
447	897	404	773	434	789
467	919	454	803	454	806

В табл. 2 приведены значения составляющих предельной относительной погрешности измерения ширины витка X_i . Для расчета эффективной ширины витков X^0 по данным этой таблицы выражение (3) заменено приближенным равенством

$$X^0 = \oint_l K dx, \quad (7)$$

где $K = \frac{B_z}{B^0}$ — коэффициент распределения магнитной индукции, равный отношению составляющей B_z вектора индукции \mathbf{B} , парал-

лельной вектору индукции в нижней части витка, к величине B^0 ;

dx — составляющая элемента контура L в горизонтальной плоскости, перпендикулярная составляющей B_x .

Таблица 2

Причины погрешностей	Погрешности						неизмен- ные для всех разм
	случайные, изменяющиеся от точки к точке		неизменные для всех точек витка				
	рама № 1	рама № 2	рама № 1	рама № 2		неизмен- ные для рамы	
				постоянные для витка			
			одни витки	для витка			
Измерение диаметра провода							
Измерительная головка	—	—	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—
Установка меры	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	—	—
Учет температуры меры и про- вода	—	—	$0,1 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$	—	—
Размер меры	—	—	$0,7 \cdot 10^{-6}$	—	—	$0,7 \cdot 10^{-6}$	—
Непараллельность измеритель- ных наконечников	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$	—
Вариации показаний измери- тельного устройства	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	—	—
Отклонения диаметра провода от принятого значения	$12 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	—	—	—
Измерение ширины рамы							
Установка меры	—	—	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	—	—
Учет температуры меры и ра- мы	—	—	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	$0,5 \cdot 10^{-6}$
Измерительная головка	—	—	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—
Учет деформации рамы и про- вода измерительным устройством	—	—	—	—	—	—	$1,5 \cdot 10^{-6}$
Размер меры	—	—	$0,3 \cdot 10^{-6}$	—	—	$0,5 \cdot 10^{-6}$	—
Непараллельность измеритель- ных наконечников	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$	—
Вариации показаний измери- тельного устройства	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	—	—
Суммарная по- грешность	$13 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$

Интегрирование выражения (7) производилось численными методами по формуле трапеций отдельно для нижней, верхней и боковых сторон витка:

$$X^0 = X^1 + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\alpha_i + \alpha_{i+1}}{2} dx_i + \sum_{l=p}^{m-1} \frac{K_l + K_{l+1}}{2} dx_l + \sum_{l=n}^{p-1} \frac{K_l + K_{l+1}}{2} dx_l, \quad (8)$$

где X^1 — базисный размер, выбираемый произвольно близким к действительной ширине витка; $\alpha_i = K_i - 1$.

В выражении (8) первые два члена представляют суммирование вдоль нижней стороны витка и третий — вдоль верхней, причем длины участков dx_i выбраны такими, что $\sum_{i=0}^{n-1} dx_i = - \sum_{l=p}^{m-1} dx_l = X^1$. Четвертый

член представляет результат суммирования вдоль боковых сторон витка, причем в этом члене принято $dx_i = X_{i+1} - X_i$.

К размеру X^0 , определенному из выражения (8), прибавляется температурная поправка $D_i = \alpha_p X^1 (t^\circ - 20)$, обусловленная отличием температуры рамы от 20°C при работе установки. Поскольку ток, протекающий по виткам рамы, не вызывал нагрева витков по отношению к окружающему воздуху, большего $0,1^\circ \text{C}$, температура рамы определялась по результатам измерения температуры воздуха термометрами, расположенными на расстоянии 1 мм от верхнего и нижнего концов рамы.

Погрешности определения эффективной ширины витка X^0 в основном обусловлены погрешностями линейных измерений и погрешностями учета распределения индукции вдоль контура витка. Погрешности линейных измерений сказываются лишь в последнем члене формулы (8). Преобразование его к виду

$$\sum_{i=n}^{p-1} = \frac{K_i + K_{i+1}}{2} dx_i = -X_n \frac{K_n + K_{n+1}}{2} + \sum_{i=n+1}^{p-1} X_i \frac{K_{i-1} - K_{i+1}}{2} + X_p \frac{K_{p-1} + K_p}{2}$$

позволяет с учетом равенств $X_n = X_p = X^1$ и $\sum_{i=n+1}^{p-1} \frac{K_{i-1} - K_{i+1}}{2} \approx 1$ уста-

новить, что систематические погрешности измерения ширины витка входят в погрешность величины X^0 независимо от распределения поля, в то время как влияние случайных погрешностей линейных измерений зависит от распределения индукции вдоль контура витка и может быть уменьшено за счет выбора большего числа участков на боковых сторонах витка, как следует из соотношения

$$\delta(\delta X, K) = \sqrt{\sum_{i=n+1}^{p-1} \left(\delta X_i \frac{K_{i-1} - K_{i+1}}{2} \right)^2}, \quad (9)$$

где $\delta(\delta X, K)$ — составляющая относительной погрешности величины X^0 ; δX_i — случайная относительная погрешность размера X_i .

Составляющие погрешности величины X^0 , обусловленные возможной неточностью учета распределения индукции вдоль контура витка, определяются погрешностями измерения коэффициентов α и K , их стабильностью во время проведения серии измерений по определению гиромагнитного отношения протона и ошибками в определении координат зондов измерителей индукции. Наибольшую величину имеет погрешность, обусловленная возможной неточностью определения координат зонда при измерениях поля вдоль верхней стороны витка, и погрешность, вызываемая изменениями поля у верхней стороны витка в процессе измерений на весах. Предельное значение первой из этих погрешностей равно $6 \cdot 10^{-6}$ и ее величина не изменяется при повторных определениях гиромагнитного отношения, а величина второй не превосходит $5 \cdot 10^{-6}$ и носит случайный характер. Величина погрешности, вносимой неточностью измерения коэффициентов K вдоль боковых сторон витка, существенно меньше ($2 \cdot 10^{-6}$) и поэтому измерения этих коэффициентов не повторялись при каждом новом определении γ . Величины всех остальных погрешностей пренебрежимо малы по сравнению с тремя названными выше.

Кроме указанных погрешностей, имеют место погрешности расчета, обусловленные приближенным характером равенства (8), полученного

путем последовательных преобразований формулы (3). Как показал анализ, погрешность приближенного вычисления интеграла (7) вдоль нижней и верхней сторон витка по формуле (8) при выбранном числе участков [в данном случае (10)] вызывает относительную погрешность величины X^0 , не превосходящую $2 \cdot 10^{-6}$. Поскольку эта величина существенно меньше ряда других погрешностей, дальнейшее увеличение числа участков было нецелесообразным. Учет погрешности приближенного вычисления интеграла по формуле (8) вдоль боковых сторон витка, где характер изменения размера X между доступными для измерения точками известен лишь приближенно, производился исходя из предположения о случайном распределении отклонений оси проводов внутри отдельных участков от принятой в расчете ломаной линии. Считая, что колебания величин K и X на участке i не превосходят значений $dK_i = |K_{i+1} - K_i|$ и ΔX (принята равной 1 мк на ответственном участке), предельная относительная погрешность величины X^0 может быть оценена по формуле

$$\delta_{\text{расч}} = \frac{\Delta X}{X^0} \sqrt{\sum_{i=1}^{p-1} (dK_i)^2}. \quad (10)$$

При расчетах по формуле (8) предполагается, что плоскость рамы перпендикулярна направлению вектора индукции в нижней части витка. Для выполнения этого условия в установке применена свободная подвеска рамы. На штанге, соединяющей раму с коромыслом весов, укреплен агатовый подпятник со сферическим кратером, а рама снабжена опорой в виде конического зерна из плавленого кварца. Соединение витков с проводниками, проходящими внутри штанги, осуществлено безмоментными золотыми токоподводами. Контроль за положением рамы осуществляется по световому указателю. Момент трения в опоре оказался таким, что рама не выходила из состояния равновесия при любом направлении тока в витке, если угол между плоскостью рамы и вектором индукции в нижней части витка отличался от $\frac{\pi}{2}$ меньше чем на 0,001. Погрешность, обусловленная отклонениями на такие углы, не превосходит $0,5 \cdot 10^{-6}$.

Погрешность могла возникнуть также при отклонениях оси рамы в вертикальной плоскости, перпендикулярной B_z , на угол β от вертикали. При наличии прямолинейного горизонтального среза верхнего края полюсов электромагнита эта погрешность приближенно равна $\frac{\beta^2}{2}$, если упрощенно считать, что всюду выше среза $K=0$, а ниже среза $K=1$. Поскольку в действительности поля рассеяния имеют более сложную конфигурацию, погрешность содержит составляющую, зависящую от смещения рамы относительно оси симметрии поля. Для сведения этой составляющей к минимуму было найдено такое расположение вертикальной оси рамы относительно полюсов, при котором изменение направления тока в раме не вызывало изменения угла β . Балансировка рамы относительно точки подвеса выполнялась так, что β оказалась меньше $0,7 \cdot 10^{-3}$, а погрешность — меньше $1 \cdot 10^{-6}$.

Так как при изменении положения рамы в магнитном поле изменяется распределение магнитной индукции вдоль контура витка, в числе погрешностей, вызываемых расположением рамы относительно известной картины поля, должны быть учтены погрешности, обусловленные возможными неточностями определения координат рамы в поле.

Таблица 3

Причины погрешностей	Погрешности					возможные исключенные систематические
	случайные для всех измерений	изменяющиеся только при смене рам или витков				
		рама № 1	рама № 2		постоян- ные для рамы	
			постоянные для витка			
		один виток	два витка			
Учет линейных размеров рамы	—	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$
Учет коэффициентов распределения магнитной индукции	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	$6 \cdot 10^{-6}$
Метод расчета	—	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	—	$2 \cdot 10^{-6}$
Расположение рамы относительно магнитного поля	$0,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	—	—	$3 \cdot 10^{-6}$	—
Направление вектора магнитной индукции в нижней части витка относительно горизонтальной плоскости	—	—	—	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$
Учет температурной поправки	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$	—
Нестабильность размеров рамы	—	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	—
Суммарная погрешность	$6 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$

В табл. 3 приведены предельные относительные погрешности определения эффективной ширины витка. По характеру влияния на результат определения гиромагнитного отношения протона составляющие погрешности X^0 в этой таблице даны по трем группам. Одну группу составляют случайные погрешности, величина которых может изменяться при проведении каждой повторной серии измерений на магнитных весах. Увеличение числа серий измерений приводит к уменьшению влияния таких погрешностей на конечный результат. Во вторую группу включены те погрешности, которые могут изменяться только при замене рам. У двухвитковой рамы часть из этих погрешностей может изменяться также и при переходе от одного витка к другому или к согласованному включению витков. Влияние погрешностей этой группы на результаты измерений не может быть снижено за счет увеличения числа серий измерений с одной рамой, однако оно уменьшается при увеличении числа использованных рам и отдельных витков. Третью группу составляют возможные исключенные систематические погрешности, полностью входящие в результат независимо от числа выполненных на данной установке отдельных определений гиромагнитного отношения протона.

Использование в магнитных весах одно- и двухвитковых рам позволило повысить точность определения эффективной ширины витка по сравнению с используемыми обычно многовитковыми рамами. Однако это привело к уменьшению измеряемой силы электромагнитного взаимодействия. Изменение силы, действующей на раму, при изменении направления тока составляет около $0,01 \mu$ при частоте $f_0 \approx 10 \text{ Мгц}$ для одного витка и достигает $0,04 \mu$ при согласованном включении двух витков и $f_0 \approx 20 \text{ Мгц}$. В связи с этим возросли требования, предъявляемые к чувствительности и стабильности используемых весов.

Для взвешивания рамы с током в магнитном поле применены равноплечие весы, изображенные на рис. 6. Весы имеют хорошо состаренное бронзовое коромысло с расстоянием от линии средней опоры до линии

подвеса серыги 200 мк. Призмы и подушки, выполненные из агата, обработаны с высокой тщательностью. К одному плечу подвешена чашка, на которой располагаются тарировочные грузы, а ко второму плечу — штанга с рамой и планками для размещения грузов, уравнивающих силу электромагнитного взаимодействия тока рамы с измеряемым магнитным полем.

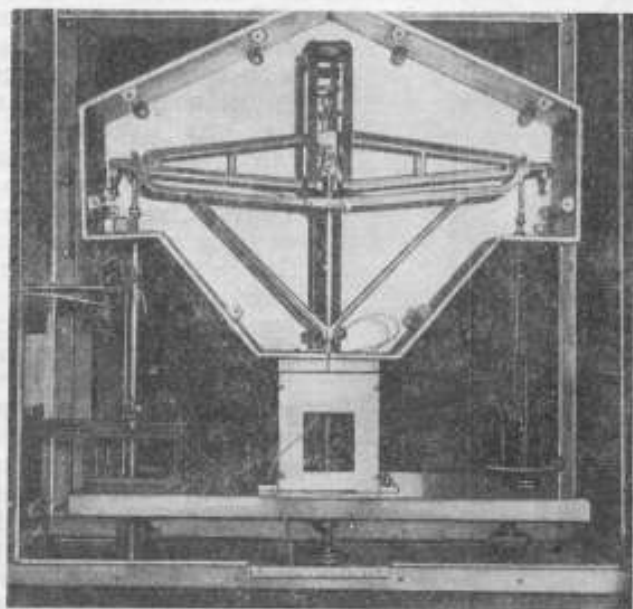


Рис. 6. Весы со синими передними стенками футляра и без тепловых экранов.

Ток к виткам рамы подводится через золотые нити толщиной 5—7 мк, шириной 0,2 мм и длиной 200 мк. В цепи каждого из витков рам имеется четыре токоподводящих нити, соединенных попарно параллельно. Провисание токоподводов выбрано так, чтобы влияние их на чувствительность весов оказывалось возможно малым. Чувствительность весов при наличии токоподводов составляет около 0,02 мг/дел. Отчет положения коромысла производится с помощью оптической системы, имеющей длину луча 3,5 м.

Для получения необходимой стабильности показаний весы в процессе измерений арретируются неполностью. При необходимости изменения нагрузки на весы коромысло их поддерживается длинными плоскими лентами из фосфористой бронзы, плавно подводимыми снизу. Жесткость лент невелика, и при соприкосновении с ними коромысло не испытывает заметных толчков. Такая система обеспечивает постоянство положения равновесия весов с погрешностью, не превышающей $1 \cdot 10^{-5}$ от наименьшей силы, которую требовалось измерять, или, примерно, $1 \cdot 10^{-9}$ от полной нагрузки на весы, что свидетельствует о высокой стабильности работы весов.

Для уменьшения градиента температур вдоль коромысла весов коромысло и колонка окружены кожухом из медных листов. Весы с кожухом помещены в футляр из прозрачной пластмассы, внутренняя сторона которого покрыта медной сеткой, соединенной электрически со всеми металлическими деталями коромысла и предназначенной для устранения электростатического взаимодействия подвижной системы магнитных

весов с неподвижными частями установки. С этой же целью электростатическим экраном покрыта внутренняя поверхность футляра рамы, ограждающего ее от воздушных потоков.

Весы установлены на каркасе, прикрепленном к капитальной стене, и окружены вторым футляром.

Измеряемая сила уравнивается весом грузов, помещаемых на ту же штангу, к которой крепится рама. Грузы изготовлены из платины

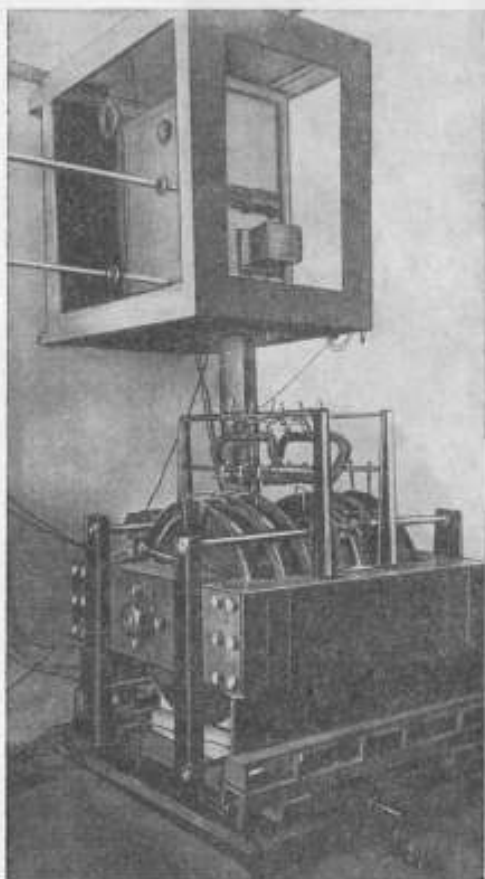


Рис. 7. Общий вид электромагнита и весов.

и масса их определена с погрешностью, не превышающей 0,002 мг. Грузы подобраны таким образом, что изменение положения равновесия весов, происходящее при изменении направления тока в витках, не превышает, как правило, пятнадцати делений шкалы. При этом погрешность за счет неточности определения чувствительности весов не превышает 0,0015 мг. При достигнутой высокой чувствительности весов принятые меры не могли все же полностью устранить смещение положения равновесия, происходящее при изменении температуры воздуха в помещении. Для учета дрейфа положения равновесия в процессе каждого измерения на магнитных весах производится попеременно через фиксированные промежутки времени определение положения равновесия весов при двух направлениях тока в витках рамы. По полученным данным строятся две кривые, из которых каждая соответствует изменению положения равновесия во времени при одном из направлений тока в раме. За меру изменения положения равновесия, вызванного изменением направления тока в раме, принимается средняя разность между отсче-

тами по двум кривым в один и тот же момент времени. Каждое положение равновесия оценивается по семи элонгациям, отсчитанным с точностью до 0,1 дел шкалы. Как показывают многочисленные измерения, случайные флуктуации колебаний коромысла, вызываемые потоками воздуха, сотрясениями здания, незначительными толчками токов, при вычислении положений равновесия хорошо усредняются и при построении каждой из кривых дрейфа по шести точкам во времени не приводят к погрешности определения средней разности между отсчетами по двум кривым, большей 1 дел шкалы (0,02 мг).

На рис. 7 изображен общий вид электромагнита и весов измерительной установки. Значение ускорения силы тяжести в месте расположения установки, необходимое для вычисления силы по массе уравнивающих ее грузов, было установлено путем гравиметрической связи с бли-

жайшим опорным пунктом, непосредственно связанным гравиметрически с Потсдамом и основными пунктами СССР. При расчетах гиромангнитного отношения протона учтена поправка к Потсдамской системе на основании рекомендаций XI Генеральной ассамблеи Международного союза геодезии и геофизики (1957 г.).

При определении силы взаимодействия учитывается уменьшение веса грузов от выталкивающего действия воздуха. За счет большой плотности платиновых грузов и, следовательно, малого их объема эта поправка составляет всего $6 \cdot 10^{-5}$ и при определении ее с точностью 3% не вносит в результат погрешности, большей $2 \cdot 10^{-6}$.

Поскольку магнитное поле в области расположения токоподводов в весах не компенсировалось, учитывается также сила, действующая на весы при протекании тока по токоподводам. Для определения этой поправки подводящие проводники отсоединялись непосредственно у рамы от витков, замыкались между собой и измерялось смещение положения равновесия весов при изменении направления тока в токоподводах. Эта поправка находилась в пределах от 0,013 до 0,046 мг для различных комбинаций токоподводов.

Возможные погрешности определения силы приведены в табл. 4. Так как при смене одного витка двухвитковой рамы другим не требуется замена уравнивающего груза, погрешность, вносимая грузом, в этом случае остается неизменной. Влияние токоподводов определялось для каждого витка рамы только при установке или перед снятием рамы и во всех сериях измерений, проведенных с каждым из витков, принималось постоянным. В связи с этим предполагается, что величина погрешности учета влияния токоподводов практически не меняется при повторных измерениях с одним и тем же витком.

Таблица 4

	Погрешности				
	случайные для всех измерений		изменяющиеся при смене рам или витков	изменяющиеся при смене рам или изменении числа витков	возможные неслучайные систематические
	один виток	два витка			
Погрешность от определения положения равновесия весов	$20 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$	—	—	—
Погрешность в учете чувствительности весов	$2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	—	—	—
Погрешность от влияния токоподводов	—	—	$5 \cdot 10^{-6}$	—	—
Погрешность в массе уравнивающих грузов	—	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$	—
Погрешность от учета поправки на вытесненный воздух	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$
Погрешность от значения ускорения силы тяжести	—	—	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$
Суммарная погрешность	$20 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$

Схема измерения тока в витках рамы магнитных весов. Ток в раме принят равным примерно 0,2 а. Ток такой величины

не вызывает нежелательного нагрева проводников рамы, не перегружает токоподводов и в то же время может быть измерен с высокой точностью. Регулирование и измерение тока производится по схеме, изображенной на рис. 8. Падение напряжения, создаваемое измеряемым током на образцовом сопротивлении в 5 ом, компенсируется э. д. с. н. э. — НЭ1 и НЭ2. Для регулирования тока служат: магазины МР-53 и КМС. Образцовое сопротивление представляет собой две соединенные параллельно герметизированные манганиновые катушки на номинальную мощность 0,1 вт каждая. Действительное значение сопротивления определено по Государственному эталону ома. Катушки сопротивления помещены в ванну, заполненную трансформаторным маслом. Ванна не термостатирована и температура в ней измеряется в ряде точек. Так как температура по объему катушек

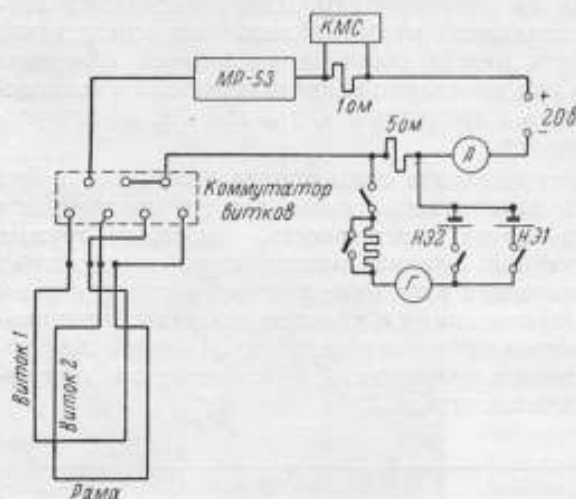


Рис. 8. Схема измерения тока в витках рамы.

была одинаковой в пределах $0,05^\circ\text{C}$, действительное сопротивление катушек могло быть определено по известной температурной зависимости с погрешностью, меньшей $2 \cdot 10^{-6}$.

Э. д. с. н. э., использованных для компенсации падения напряжения на катушке, была определена по Государственному эталону вольта с погрешностью, меньшей 1 мкв. При выполненных измерениях применялись поочередно один из трех н. э., причем имелась возможность в любое время сравнить между собой э. д. с. этих элементов, не перемещая их с места на место.

В масляную ванну, тщательно отделенную теплоизоляцией от внешнего пространства, помещены н. э. Отсутствие градиента температур внутри ванны контролируется рядом дифференциальных термомпар, расположенных в различных точках ванны. Температурные условия таковы, что не вызывают погрешности в определении э. д. с., большей 2 мкв.

Во избежание толчков тока через н. э. компенсация производится предварительно по вспомогательным н. э. с э. д. с., близкой к э. д. с. основного элемента. Компенсация проверяется по гальванометру с постоянной $C_i = 2 \cdot 10^{-9} \text{ а/дел}$ с внутренним сопротивлением 385 ом. При сопротивлении н. э. 800 ом смещение указателя гальванометра в пределах одного деления соответствует колебаниям тока в раме на $2 \cdot 10^{-6}$. Регулировочные устройства в схеме позволяют при питании цепи рамы от двадцативольтовой аккумуляторной батареи большой емкости поддерживать ток неизменным в указанных пределах в течение всех измерений.

В табл. 5 приведены предельные относительные погрешности измерения тока в единицах, воспроизводимых государственными эталонами.

Таблица 5

Причины погрешностей	Случайные погрешности	Возможные неисключенные систематические погрешности
Сличение с эталоном вольты	—	$1 \cdot 10^{-6}$
Сличение катушки сопротивления с эталоном ома	—	$3 \cdot 10^{-6}$
Компенсация падения напряжения на катушке сопротивления э. д. с. и. э.	$2 \cdot 10^{-6}$	—
Недоучет температурных поправок образцовых мер	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Суммарная погрешность	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$

Предельные относительные погрешности определения гиромагнитного отношения протона, возможные при выполнении одной серии измерений, сведены в табл. 6. Для получения результата, случайная погрешность которого будет меньше погрешности, неизменной для каждого витка, следует провести с каждым из витков по десять — пятнадцать серий измерений. Применение одной одновитковой и одной двухвитковой рам позволяет также снизить влияние на результат погрешностей, неизменных для отдельных витков, до величины, меньшей неисключенных систематических погрешностей.

Таблица 6

	Погрешности						возможные неисключенные систематические
	случайные для всех измерений		изменившиеся только при смене рам или витков				
	один виток	два витка	рама № 1	рама № 2		постоянные для рамы	
				постоянные для витка	постоянные для рамы		
один виток	два витка	один виток	два витка	один виток	два витка		
Погрешность в эффективной ширине витка	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$
Погрешность в силе электромагнитного взаимодействия	$20 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	—	$3 \cdot 10^{-6}$
Погрешность в силе тока	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	—	$4 \cdot 10^{-6}$
Погрешность влияния деталей измерительных устройств на магнитную индукцию	—	—	—	—	—	—	$2 \cdot 10^{-6}$
Погрешность в частоте	—	—	—	—	—	—	$1 \cdot 10^{-6}$
Суммарная погрешность	$21 \cdot 10^{-6}$	$12 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$

Результаты измерений

С помощью описанной аппаратуры выполнены определения гиромагнитного отношения протона в водном растворе $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ (концентрация 0,1 М). При этом было проверено экспериментально отсутствие выходящих за пределы $1 \cdot 10^{-6}$ сдвигов резонансной частоты протонов

Таблица 7

№ серии	Дата 1961 г.	Резонансная частота и магнитная индукция	Гиromангнитное отклонение $(\text{об/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	Отклонение от среднего $(\text{об/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	№ серии	Дата 1961 г.	Резонансная частота и магнитная индукция	Гиromангнитное отклонение $(\text{об/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	Отклонение от среднего $(\text{об/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$		
Рама № 1 (одновитковая)											
1	21/IX	$f_0 \approx 20 \text{ Мгц};$ $B^0 = 0,4696 \text{ об/м}^2$	2,674976	-22 · 10 ⁻⁶	1	27/XI	$f_0 \approx 20 \text{ Мгц};$ $B^0 = 0,4696 \text{ об/м}^2$	2,675076	-1 · 10 ⁻⁶		
2	22/IX		4992	-6	2	22/XI		5078	+1		
3	25/IX		4993	-5	3	30/XI		5052	-25		
4	26/IX		4999	+1	4	2/XII		5095	+18		
5	26/IX		5033	+35	5	3/XII		5074	-3		
6	28/IX		5025	+28	6	4/XII		5100	+23		
7	28/IX		4991	-7	7	5/XII		5075	-2		
8	28/IX		4973	-25	8	7/XII		5100	+23		
9	29/IX		5039	+41	9	18/XII		5088	+11		
10	29/IX		4978	-20	10	12/XII		5062	-15		
11	29/IX		4991	-7	11	13/XII		5064	-13		
12	17/X		5018	+20	12	25/XII		5065	-12		
13	20/X		4999	+1	Среднее					2,675077	12 · 10 ⁻⁶
14	20/X		4994	-4	Пределная погрешность ряда						47 · 10 ⁻⁶
15	27/X		4965	-33	Пределная погрешность ряда						
Среднее			2,674998	17 · 10 ⁻⁶	Пределная погрешность ряда						
Пределная погрешность ряда				67 · 10 ⁻⁶							

№ серия	Дата 1961 г.	Резонансная частота и магнитная индукция	Гиромангнитное отношение $(\text{об/м}^2) \cdot \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	Отклонение от среднего $(\text{об/м}^2) \cdot \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	№ серия	Дата 1961 г.	Резонансная частота и магнитная индукция	Гиромангнитное отношение $(\text{об/м}^2) \cdot \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$	Отклонение от среднего $(\text{об/м}^2) \cdot \text{сек}^{-1} \cdot 10^6$
Рама № 2 (двухвитковая)									
Виток В									
1	27/XI	$f_0 \approx 20 \text{ Мгц};$ $B^0 = 0,4596 \text{ об/м}^2$	2,675073	$+15 \cdot 10^{-6}$	1	27/XI	$f_0 \approx 20 \text{ Мгц};$ $B^0 = 0,4696 \text{ об/м}^2$	2,675073	-4
2	29/XI		5081	+23	2	29/XI		5072	-5
3	30/XI		5038	-20	3	30/XI		5047	-30
4	2/XII		5054	-4	4	2/XII		5087	+10
5	3/XII		5062	+4	5	3/XII		5077	0
6	4/XII		5071	+13	6	4/XII		5077	0
7	5/XII		5067	+9	7	5/XII		5087	+10
8	7/XII		5075	+17	8	7/XII		5084	+7
9	18/XII		5076	+18	9	18/XII		5083	+6
10	12/XII		5035	-23	10	12/XII		5100	+23
11	13/XII		5001	-57	11	13/XII		5044	-33
12	25/XII		5065	+7	12	25/XII		5099	+22
Среднее			2,675058	$17 \cdot 10^{-6}$	Среднее			2,675077	$12 \cdot 10^{-6}$
Предельная погрешность ряда				$69 \cdot 10^{-6}$	Предельная погрешность ряда				$51 \cdot 10^{-6}$

в применяемом растворе по отношению к резонансу в минеральном масле, хорошо изученном многими исследователями.

Для определения гиромагнитного отношения было проведено пятнадцать серий измерений с одновитковой рамой и по двенадцать серий с каждым из витков двухвитковой рамы и с последовательным соединением двух витков. С целью возможно более полного учета случайных погрешностей ряд условий варьировал от измерения к измерению. Так, например, производилась замена уравнивающих грузов, изменялся характер распределения остаточного поля у верхнего конца рамы, перемещался зонд стабилизатора магнитного поля, изменялась температура в помещении. Перед каждой серией измерений положение рамы в зазоре электромагнита юстировалось заново. Измерения выполнены при двух значениях магнитной индукции (около $0,24 \text{ вб/м}^2$, $f_0 \cong 10 \text{ Мгц}$ и около $0,47 \text{ вб/м}^2$, $f_0 \cong 20 \text{ Мгц}$). Результат каждой из серий получен из десятикратных определений на весах изменений сил электромагнитного взаимодействия при коммутации тока в раме.

Результаты определений гиромагнитного отношения протона приведены в табл. 7.

Предельные относительные погрешности рядов выполненных измерений оказались близкими к значениям, полученным из анализа составляющих погрешностей. Это свидетельствует о достаточно полном учете возможных источников погрешностей.

Среднее значение гиромагнитного отношения протона (без диамагнитной поправки), вычисленное с учетом всех выполненных измерений, равно

$$\gamma = 2,67505 \cdot 10^8 (\text{вб/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1}.$$

Предельная погрешность результата измерений оценивается величиной $\pm 0,00005 \cdot 10^8 (\text{вб/м}^2)^{-1} \text{сек}^{-1}$. Значение гиромагнитного отношения протона выражено в единицах, воспроизводимых Государственными эталонами СССР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas H. A., Driscoll R. L., Hipple J. A., Journ. Res. NBS, v. 44, 1950.
2. Wilhelmy W., Annalen der Physik, B. 19, 1957.
3. Bender P. I., Driscoll R. L., IRE Trans. on Instruments, v. 1-7, № 3-4, 1958.
4. Carptuller H. Zeitschrift für Instrumentenkunde, B. 69, 1961, S. 133-140; 191-198.
5. Студенцов Н. В., Яновский Б. М., Абсолютные определения гиромагнитного отношения протона в слабом магнитном поле, Труды институтов Комитета, вып. 54(114), 1961.
6. Воейков Д. Д., Компенсационный магнитометр с термостатированным датчиком Холла, «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1959, стр. 100.

Поступила в редакцию
31/V 1962 г.

В. Л. КУРТИ, И. А. ОРАЛОВА,
Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА
ВНИИМ

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КАЛОРИМЕТР

Статья содержит описание дифференциальной калориметрической установки, предназначенной для определения потерь в образцах высокочастотных ферромагнитных материалов при намагничивании их переменным током частотой до 1 Мгц. Исследования установки показали, что при измерении мощности в пределах от 0,01 до 1 Вт погрешность не превышает 2,5%. Для сокращения времени, затрачиваемого на измерения, применена автоматизация процесса регулирования компенсирующей мощности постоянного тока. Установка может быть использована для аттестации нормальных образцов ферромагнитных материалов.

Одной из наиболее важных характеристик ферромагнитных материалов при их намагничивании переменным током является величина удельных потерь в функции магнитной индукции в материале и частоты переменного тока.

При определении величины этих потерь в области низких частот получил наибольшее распространение ваттметровый метод, в настоящее время ограниченный диапазоном лишь звуковых частот при классе точности не ниже 1,5.

Вторым методом является мостовой метод. Этот метод используется главным образом для определения характеристик в области слабых магнитных полей, когда отсутствуют высшие гармоники в кривых напряженности магнитного поля и индукции. При применении этого метода для больших значений индукции погрешность его может составить 10—15%.

Для проверки установок, предназначенных для определения магнитных характеристик образцов ферромагнитных материалов, необходимо создание нормальных образцов. Погрешность аттестации последних должна быть по крайней мере в три раза меньше, чем погрешность, которую имеет поверяемая аппаратура. Следовательно, для создания нормальных образцов необходим метод, обеспечивающий погрешность измерений мощности порядка 2—3%. Таким методом является калориметрический метод, позволяющий производить измерения в широком диапазоне частот переменного тока, а также при сложном намагничивании (постоянным и переменным полями, полями двух частот, импульсными полями и т. д.).

Принцип калориметрического метода заключается в том, что энергия электромагнитного поля в образце ферромагнитного материала, переходя

в тепловую форму, вызывает нагрев образца. Определение потерь в материале образца сводится к измерению температуры жидкости, в которую помещен испытуемый образец (жидкостные калориметры), или температуры поверхности образца (воздушные калориметры).

Упоминание о применении этого метода для определения потерь в образцах ферромагнитных материалов имеется в литературе, относящейся к двадцатым годам настоящего столетия [1]. Этот метод применялся в качестве контрольного при проверке результатов измерения другими методами (например, мостовым в диапазоне звуковых частот) [2].

Одна из разновидностей калориметрического метода измерения потерь в образцах ферромагнитных материалов описана в работе Бейтса, Девиса и Харпера [3]. Образцы в виде полос, трубок или стержней помещали внутрь соленоида, питаемого переменным током частотой 10—500 гц. К поверхности образцов прикрепляли систему термопар, градуируемых известной мощностью постоянного тока. По показаниям гальванометра на зажимах термопар судили о величине потерь в образцах. Указания о погрешностях измерений в данной работе отсутствуют.

Сведения о применении калориметра для измерения потерь в образцах ферромагнитных материалов при индукциях свыше 50 гс и частотах до 1 Мгц имеются в обзорной статье Бюргта, Геверса и Вейна [4] (погрешность измерений в этой статье также не указана).

В работе Грейга и Кайзера [2] имеются указания о возможности применения для измерения потерь еще одной разновидности калориметрического метода — так называемого метода непрерывного потока. При применении этого метода мимо образца с постоянной скоростью протекает жидкость. Разность температур входа и выхода жидкости (после установления стабильного состояния) является мерой потерь в образце. Калориметры с проточной жидкостью нашли применение для измерения мощности сверхвысоких частот.

Следует отметить отечественных авторов (В. П. Карпенко, О. А. Герашенко, П. И. Дехтяренко [5—8]), которые вели работы по дифференциальному калориметрическому методу в Институте электротехники АН УССР и дали анализ схем автоматического регулирования применительно к данному методу измерений.

Перед ВНИИМ была поставлена задача создания комплекса образцовой аппаратуры для определения основных характеристик (проницаемости и потерь) в ферромагнитных материалах при частотах до 1 Мгц. При этом для измерения потерь по соображениям, высказанным выше, была выбран калориметрический метод. Калориметр для измерения мощностей от 1,5 вт и выше, применяемый для измерения потерь в кольцевых образцах листовых ферромагнитных материалов в диапазоне звуковых частот, был описан ранее [9].

Измерения потерь в образцах калориметрическим методом производятся методом так называемого ввода тепла, при котором нагревание образца за счет потерь в ферромагнитном материале происходит в самом калориметре. По изменению температуры калориметра ΔT судят о количестве тепла Q , выделенного образцом. $Q = K\Delta T$, где K — тепловое значение калориметрической системы.

Ввиду неоднородности калориметрической системы (калориметрическая жидкость, мешалка, образец, держатель образца и т. д.) ее тепловое значение представляет собой сумму произведений массы на удельную теплоемкость соответствующих элементов, что при большом числе элементов делает расчеты затруднительными. Эта величина в сложных системах обычно определяется экспериментально путем введения мощ-

ности, значение которой известно, и измерения приращения температуры.

В калориметрах с переменной температурой большая часть изменения температуры обусловлена теплом, подлежащим измерению, а меньшая — влиянием окружающей среды и посторонними источниками тепла в калориметре (трение мешалки о жидкость в сосуде и т. п.). Это последнее изменение температуры должно учитываться в форме поправки (поправка на теплообмен). В связи с тем, что потери в образцах таких высокочастотных материалов, как магнитодиэлектрики и ферриты, весьма малы, очевидна очень большая роль теплообмена калориметра с окружающей средой. Поэтому для поставленной задачи наиболее целесообразно применить дифференциальный калориметр, в котором в идеальном случае исключается, а практически значительно снижается поправка на теплообмен.

Дифференциальный калориметр представляет собой две изолированные друг от друга калориметрические системы с одинаковым теплообменом и тепловыми значениями. В этом случае погрешности от несовершенства отдельных калориметрических сосудов в известной степени компенсируют друг друга. Кроме того, использование дифференциального принципа дает возможность повысить чувствительность и точность измерений.

Описание установки

Дифференциальный метод осуществляется следующим образом. В один из двух возможно более идентичных сосудов с калориметрической жидкостью помещается кольцевой образец ферромагнитного материала с нанесенной на него намагничивающей обмоткой, а во второй — заменитель образца из какого-либо диэлектрика (например, из полистирола) с обмоткой, сопротивление которой известно.

Электрическая мощность, которая выделяется в обмотке заменителя при питании ее от источника постоянного тока, компенсирует потери в испытуемом образце при переменном перемагничивании. Для компенсации потерь в самой намагничивающей обмотке («потерь в меди») на заменитель образца наносится дополнительная обмотка того же сопротивления, что и на испытуемом образце, соединенная с ней последовательно. Индикатором компенсации мощностей (или равенства скоростей изменения температуры в обоих сосудах) служит гальванометр, присоединенный к зажимам дифференциальной батареи терморезисторов. В случае полной компенсации и идеальной идентичности сосудов искомая мощность $P_x = I^2 R$, где I — сила тока, а R — сопротивление обмотки.

С целью повышения чувствительности метода калориметрическая жидкость должна иметь минимальный объем, достаточный для обеспечения ее циркуляции вокруг образца. Для уменьшения теплообмена с окружающей средой нужно стремиться к тому, чтобы поверхность сосуда и поверхность калориметрической жидкости были минимальными. Наиболее выгодной формой сосуда является шарообразная, однако вследствие ее неудобства чаще всего калориметрические сосуды изготавливают в форме цилиндров, у которых отношение высоты к диаметру лежит в пределах от 1,2 до 1,5.

Наилучшим материалом для калориметрических сосудов являются металлы, обладающие малой лучеспускательной способностью и большой теплопроводностью. В качестве калориметрической жидкости было выбрано трансформаторное масло, обладающее высокими изоляционными свойствами и относительно хорошей теплопроводностью. Для изготовления терморезисторов были использованы медь и константан.

Конструкция калориметра приведена на рис. 1. Дифференциальные термодатчики *ДТ* размещены равномерно и укреплены бакелитовым лаком в выступах на наружной поверхности калориметрических латунных сосудов, имеющих цилиндрическую форму высотой 70 мм и диаметром 50 мм.

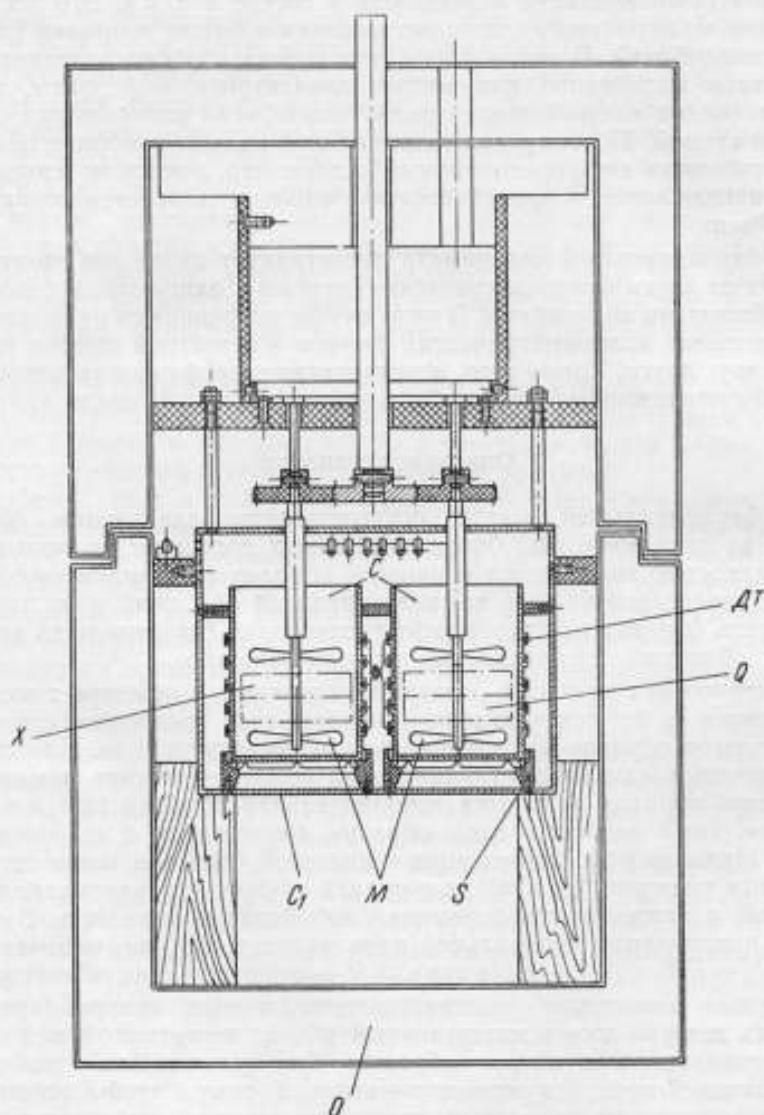


Рис. 1. Конструкция дифференциального калориметра.

Внутренняя поверхность общего сосуда и наружные поверхности стаканчиков покрыты слоем никеля для увеличения их отражательной способности и уменьшения теплообмена с окружающей средой. Испытуемый образец *X* и его заменитель *Q* из полистирола погружаются на держателях в трансформаторное масло, находящееся в калориметрических сосудах. Две мешалки *M* для перемешивания масла приводятся во вращение мотором. Оба калориметрических сосуда *C* с маслом помещаются

на подставках S внутрь общего сосуда C_1 , который в свою очередь находится внутри заполненной водой разъемной оболочки с двойными стенками O , между которыми по змеевикам протекает вода от термостата (типа ТС-15). Постоянство температуры до $0,03^\circ\text{C}$ поддерживается с помощью контактного термометра с магнитным шунтом.

На рис. 2 дана схема дифференциальной калориметрической установки, где

- G — генератор (до 1 Мгц) с усилителем мощности;
- f — волномер гетеродинный;
- $мА$ — миллиамперметр термоэлектрической системы;
- K — калориметр;
- $ДТ$ — дифференциальные термопары;
- g — гальванометр;
- X — испытуемый образец из ферромагнитного материала;
- Q — заменитель образца из полистирола;
- O — осциллограф для наблюдения за формой кривой намагничивающего тока и вторичной э. д. с.;
- V — вольтметр для измерения величины вторичной э. д. с.;
- A — амперметр магнитоэлектрической системы;
- R, R_1, R_2 — регулировочные сопротивления в цепях постоянного тока;
- R_N — безреактивное сопротивление;
- E, E_1 — источники постоянного тока;
- w_1 — намагничивающая обмотка;
- w_2 — измерительная обмотка;
- w_3 — обмотка для компенсации потерь в намагничивающей обмотке;
- w_2' — компенсационная обмотка.

В качестве источника питания переменного тока в установке использован генератор типа ГСС-6 с усилителем мощности. Измерение переменного тока осуществлялось при помощи набора миллиамперметров типа Т-13. Для контроля частоты служил гетеродинный волномер. Наблюдение за формой кривой намагничивающего тока и вторичной э. д. с. производилось осциллографом типа ЭО-6М. Величина вторичной э. д. с. измерялась вольтметром типа ОКВ-4 (разработанным лабораторией радиоизмерений ВНИИМ) с пределами измерений $100\text{ мв} - 100\text{ в}$. Погрешность измерения напряжений синусоидальной формы кривой составляет $(0,4 + \frac{0,8}{V_x})\%$, где V_x — измеряемое напряжение в вольтах.

Сила постоянного тока измерялась многопредельным амперметром типа М104/1 класса 0,2.

Для осуществления компенсации в цепи постоянного тока на заместеле образца использована обмотка из марганцевого провода сопротив-

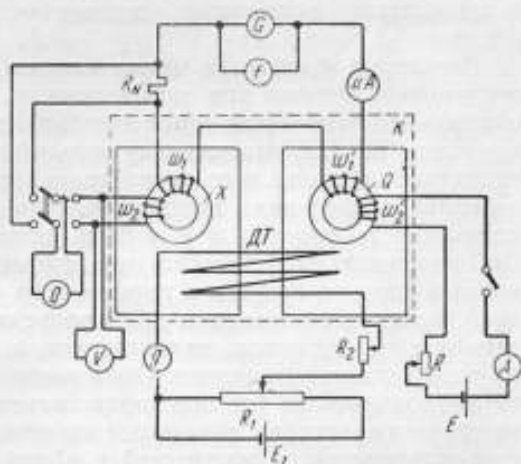


Рис. 2. Принципиальная схема установки для измерения потерь в образцах ферромагнитных материалов дифференциальным калориметрическим методом.

лением в 100 ом, величина которого измерена с погрешностью, не превышающей 0,1%.

Измерение т. э. д. с. осуществлялось с помощью фотокомпенсационного усилителя типа Ф-16 с несколькими пределами измерений и значениями постоянных по напряжению: $(2-4-10-20-40-100) \cdot 10^{-8}$ в/дел.

Величина т. э. д. с., возникающая на зажимах одной термопары при разности температур в ее холодном и горячем спаях в 1°C , составляет примерно $40 \cdot 10^{-6}$ в. Следовательно, для батареи из 30 пар* э. д. с. составит $1,2 \cdot 10^{-3}$ в. Таким образом, при наименьшей цене деления гальванометра типа Ф-16 в $2 \cdot 10^{-5}$ в чувствительность измерителя к температуре составляет $6 \cdot 10^{-4}$ дел/град или его цену деления порядка $1,7 \cdot 10^{-5}$ град.

В связи с тем, что всегда может иметь место разность температур в обоих сосудах, была применена компенсация для приведения гальванометра в нулевое положение перед каждой серией измерений. Для этого последовательно с гальванометром включался некоторый источник постоянного напряжения (E , см. рис. 2), от которого осуществлялась компенсация т. э. д. с., обусловленной начальной разностью температур в сосудах.

Экспериментальное исследование установки

При исследовании установки прежде всего проверяли идентичность ее сосудов в тепловом отношении. Для этого обмотки на двух одинаковых полистироловых кольцевых заменителях образцов в разных сосудах соединяли последовательно и по ним пропускали постоянный ток. При этом было обнаружено отклонение гальванометра, что свидетельствовало о недостаточной идентичности систем. Эта неидентичность, очевидно, обусловлена неодинаковым теплообменом, неоднородностью термопар, неравенством суммарных теплоемкостей калориметрических систем и т. п.

Регулируя количество масла в одном из сосудов, добились отсутствия отклонений. Однако при помещении в один из сосудов испытуемого образца это равновесие снова нарушалось, поэтому в каждый сосуд было помещено по ферромагнитному кольцевому образцу и его заменителю из полистирола, после чего снова производили проверку идентичности при нескольких значениях мощностей. При этом было установлено, что неидентичность сосудов может быть скомпенсирована примерно до 1,5% (по отношению к отклонению гальванометра при подведении той же мощности в один из сосудов в течение того же времени). Затем было проведено испытание установки при пропускании в обмотки полистироловых заменителей образцов, находящихся в двух сосудах, постоянного тока от независимых источников. Одна мощность являлась заданной, а вторая регулировалась до тех пор, пока гальванометр на выходе системы термопар не переставал давать отклонения, что свидетельствовало о равенстве выделившихся мощностей в обоих сосудах. По полученному при этом значению силы тока и известному сопротивлению обмотки подсчитывали величину мощности, которую и сравнивали с заданной мощностью. Результаты таких испытаний приведены в табл. 1.

Как показывают данные табл. 1, расхождения величин мощности, определенных расчетом и полученных по результатам измерений с по-

* Медь-константан.

мощью калориметрической установки, не превышают $\pm 2,5\%$. При этом мощность, с которой производились сравнения, измерялась с погрешностью в $0,5-0,9\%$.

Кроме этого, косвенная проверка работы установки на повышенных частотах была произведена путем сличения результатов измерения одного и того же образца мостовым и калориметрическим методами в области слабых магнитных полей, когда не было искажений формы кривых индукции и напряженности поля. При этом для исключения погрешности от измерения магнитной индукции в образце, при которой определялись потери, измерения обоими методами производились одновременно, когда испытуемый образец находился в калориметре. Результаты

таких испытаний при различных значениях индукции и частоты для образцов феррита М-2000 и листовой электротехнической стали Э310 приведены в табл. 2.

Ряд измерений мощности проводился без выключения тока при постепенном переходе от меньших значений к большим, что дало возможность не затрачивать времени на установление начальных условий после каждого измерения.

Как уже было сказано выше, погрешность измерений сопротивления потерь мостовым методом составляет 5% . Таким образом, данные табл. 2 показывают совпадение результатов измерений в пределах погрешностей методов.

Методика измерений заключалась в следующем. На испытуемый образец наносили намагничивающую и измерительную обмотки. На полистироловый заменитель также наносили две обмотки, по одной из них пропускали постоянный ток для компенсации мощности в испытуемом образце. Вторую обмотку наматывали тождественно намагничивающей обмотке на испытуемом образце и соединяли с ней последовательно. Благодаря этому из результатов измерений исключалась мощность, обусловленная потерями в проводе обмотки. Затем в каждый сосуд помещали по ферромагнитному образцу и полистироловому заместителю, включали мешалки и начинали пропускать по змеевикам воду из термостата.

Исследования показали, что если начинать измерения спустя $1\frac{1}{2}-2$ часа после включения мешалок и термостата, то «температурный ход» (изменение показаний гальванометра во времени) значительно снижается. Температурный ход калориметра обусловлен его недостаточной тепловой изоляцией от внешней среды и неодинаковым влиянием изменения температуры окружающей среды на обе калориметрические системы (вследствие их недостаточной идентичности).

Пропуская постоянный ток по соединенным последовательно обмоткам на заместителях, проверяли идентичность систем и в случае ее

Таблица 1

Величина мощности, ат		Расхождение $\frac{\Delta P}{P} \cdot 100\%$
расчет (P_R)	измерения калориметром	
0,0100	0,0098	-2,0
0,0100	0,0098	-2,0
0,0256	0,0252	-1,5
0,0459	0,0465	+1,3
0,0458	0,0449	-2,0
0,156	0,157	+0,8
0,156	0,152	-2,5
0,360	0,365	+1,3
0,360	0,356	+1,0
0,725	0,727	+0,3

отсутствия производили выравнивание изменением количества масла в одном из сосудов.

В случае, если потери в испытуемом образце при заданной магнитной индукции и частоте приблизительно известны, то по ней заранее

Таблица 2

Магнитная индукция, $B \cdot 10^5$, вб/м	Частота, кГц	Мощность P , вт		Расхождение результатов, $\frac{\Delta P}{P} \cdot 100$, %
		калориметр	мост	
Образец М-2000				
180	500	0,104	0,105	-0,9
180	500	106	106	0
189	500	109	112	-2,7
189	500	110	112	-1,8
239	500	183	189	-3,2
239	500	184	190	-3,2
239	500	182	186	-2,1
267	500	236	242	-1,5
267	500	236	235	+0,4
322	500	360	365	-1,3
322	500	360	370	-2,7
92	1000	122	123	-0,8
92	1000	119	122	-2,5
115	1000	192	194	-1,0
138	1000	272	279	-2,5
Образец Э310				
43	300	0,0798	0,0792	+0,7
43	300	0,0809	0,0793	+2,0
58	300	0,143	0,148	-3,5
58	300	0,144	0,148	-2,8
58	300	0,142	0,149	-5,0
115	300	0,565	0,544	+4,0
115	300	0,536	0,544	-1,6
172	300	1,22	1,19	+2,6
172	300	1,12	1,08	+3,5
200	300	1,50	1,49	+0,6

подсчитывали величину компенсационного тока. Ток предварительно подбирали по сопротивлению, равному сопротивлению на заместеле (вне калориметра, во избежание нагревания одного из сосудов).

По заданному значению магнитной индукции, частоте и геометрическим размерам образца подсчитывали величину э. д. с., индуктируемой во вторичной обмотке, и устанавливали по вольтметру.

Постоянный и переменный токи включали одновременно, когда гальванометр обладал наименьшей чувствительностью, и изменением величины постоянного тока добивались отсутствия отклонений указа-

теля гальванометра, постепенно переходя на более чувствительные пределы его измерений.

Погрешность определения мощности калориметрическим методом при условии полной компенсации и тепловой идентичности обеих систем, отсутствии температурного хода и т. п. складывается из погрешности в измерении силы постоянного тока и сопротивления

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta R}{R}.$$

Измеряя ток прибором класса 0,2 и зная величину сопротивления с погрешностью не более 0,1%, получаем предельную погрешность измерения мощности, равную $0,5 \div 0,9\%$ (при отсчетах по амперметру во второй половине его шкалы).

Для оценки погрешности от недокомпенсации при измерениях необходимо определить цену деления гальванометра в единицах мощности. Для этого в одном из сосудов через обмотку с известным сопротивлением на заменителе образца пропускали постоянный ток и наблюдали отклонение гальванометра. По известной мощности подсчитывали постоянную калориметра C . Эта величина оказалась равной $0,6 \cdot 10^{-5}$ вт/дел (для наиболее чувствительной шкалы гальванометра с ценой деления $2 \cdot 10^{-8}$ в и времени пропускания тока 20 мин).

В связи с температурным ходом системы не удавалось осуществить компенсацию лучше чем до 1,5 дел наиболее чувствительной шкалы гальванометра, и к указанной ранее погрешности добавлялась еще погрешность $\delta = C\alpha \approx 1 \cdot 10^{-5}$ вт. Следовательно, при измерении мощности в 1 мвт она составит 1%. С учетом погрешности от неидентичности систем (см. стр. 44) предельная погрешность единичного измерения мощности, начиная от 10 мвт и выше, имеет порядок 2—2,5%. Эта величина погрешности подтверждается данными табл. 1. При измерении мощности менее 10 мвт (до 1 мвт) погрешность может возрасти до 4—5%.

До сих пор речь шла лишь об измерении собственно мощности. Однако эта величина или потери в образце должны быть отнесены к определенному значению магнитной индукции в материале образца при данной частоте намагничивающего тока. Поэтому с учетом функциональной зависимости потерь от магнитной индукции формула для подсчета погрешности примет вид

$$\frac{\Delta P'}{P'} = \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta B}{B} \cdot \frac{dP}{P \cdot dB}.$$

Следовательно, для оценки этой погрешности необходимо определить член $\frac{dP}{dB} \cdot P/B$. Мостовым методом были измерены зависимости $P = f(B)$ для ряда материалов и частот, и подсчитана эта величина. Как показали результаты, для всех испытанных материалов (ферриты разных марок, листовые материалы тонкого проката — железоникелевые сплавы и электротехнические стали) в области слабых магнитных полей ($H < 80$ а/м) эта величина находится в пределах от 2 до 4.

Погрешность измерения индукции в первую очередь определяется погрешностью измерения э. д. с. во вторичной обмотке. При выполнении описываемой здесь работы мы пользовались, как было сказано выше, вольтметром типа ОКВ-4, разработанным во ВНИИМ; погрешность этого вольтметра равна $(0,4 + \frac{0,08}{U_x})\%$. В этом случае предельная

погрешность определения индукции при измерении напряжений выше 2 в составляет

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta S}{S} = 0,4 + 0,2 + 1,0 = 1,6\%$$

а погрешность потерь

$$\frac{\Delta P'}{P'} = (2,0 + 2,4) + 1,6(2 + 4) = (5,2 + 8,8)\%$$

Выпускаемые отечественной промышленностью вольтметры (например, ВЛУ-2) имеют класс точности 2,5 на частоте 50 гц и дополнительную частотную погрешность —3%. Следовательно, погрешность измерения э. д. с. составит (5,5 ÷ 8)%. Таким образом, даже без учета погрешности определения индукции за счет измерения геометрических размеров и частоты предельная погрешность измерения потерь составит

$$\frac{\Delta P'}{P'} = (2,0 + 2,4) + (5,5 + 8)(2 + 4) = (13 + 35)\%$$

Решающую роль в погрешности потерь играет погрешность измерения э. д. с.

Автоматизация калориметрической установки

Основным недостатком калориметрического метода измерения является его длительность, сам процесс компенсации неизвестной мощности занимает 20—30 мин.

Из-за длительности измерений возникают дополнительные трудности, связанные с нестабильностью напряжения и частоты питающего образец генератора в течение продолжительного времени. В связи с этим было применено автоматическое регулирование компенсационной мощности [8].

Общий вид структурной схемы автоматического дифференциального калориметра представлен на рис. 3, где

- P_C — рабочий сосуд (с температурой θ_p);
- K_C — компенсационный сосуд (с температурой θ_k);
- P — измеряемая мощность;
- P_k — компенсационная мощность;
- ΔT — дифференциальная термопара;
- $У$ — усилитель;
- Π — преобразователь.

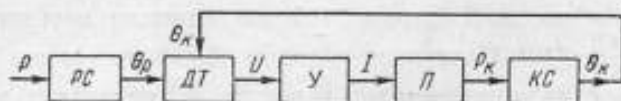


Рис. 3. Структурная схема автоматического дифференциального калориметра.

Система, обозначенная на рис. 3, должна обеспечить равенство установившихся скоростей изменения температуры в обоих калориметрических сосудах. Тогда при равенстве теплоемкостей сосудов компенсационная мощность будет равна измеряемой. Регулирование можно производить по температуре или по производной температуры (в последнем случае в схему с регулированием по температуре необхо-

димо включить дифференциатор). При этом возможно применение как релейного, так и непрерывного регулирования.

Анализ схем автоматического дифференциального калориметра [8] показывает, что лучшей является схема с релейным регулированием по температуре. Эта схема значительно проще, чем схемы с непрерывным регулированием, и в то же время она не имеет методической погрешности. Кроме того, применение релейного усилителя позволяет получить высокий коэффициент передачи системы. В связи с этим данная схема была выбрана для создания автоматического дифференциального калориметра. Принципиальная схема калориметра с релейным регулированием по температуре показана на рис. 4.

При подаче измеряемой переменной мощности в рабочий сосуд *РС* контакты поляризованного реле *РП* разомкнуты и компенсационная обмотка на заместеле образца отключена от источника питания *Е*. Когда усиленный сигнал с выхода дифференциальной термопары *ДТ* возрастет до величины напряжения срабатывания реле, контакты реле включают компенсационную обмотку.

Величина компенсационной мощности устанавливается заведомо больше измеряемой мощности. Когда разность температур сосудов уменьшится до значения $\Theta_{отп}$, соответствующего напряжению отпускания реле, последнее отключит компенсационную обмотку, и процесс повторится сначала.

Релейная система регулирования обеспечит равенство измеряемой мощности среднему значению компенсационной мощности $P_{к\text{ ср}}$ (при идентичности тепловых свойств сосудов).

Подсчет измеряемой мощности производится по формуле [8]

$$P = P_{к\text{ ср}} = P_{к\text{ max}} \frac{t_{вкл}}{t_{вкл} + t_{откл}} = P_{к\text{ max}} \tau,$$

где $P_{к\text{ max}}$ — мощность, выделяемая нагревателем в компенсационном сосуде;

$t_{вкл}$, $t_{откл}$ — промежутки времени, в течение которых включен и отключен нагреватель.

Таким образом, процесс измерения мощности сводится к измерению относительной длительности включения τ нагревателя компенсационного сосуда (скважности импульсов питания).

Для создания автоматического калориметра необходимо было выбрать усилитель постоянного тока и поляризованное реле. Для получения минимального периода (максимальной частоты) необходимо иметь усилитель с большим коэффициентом усиления. Вторым требованием к усилителю является его высокая степень стабильности. В соответствии с этим был выбран фотокомпенсационный измерительный усилитель типа Ф-16, описанный выше (см. стр. 44). Благодаря глубокой отрицательной обратной связи этот усилитель обладает высокой стабильностью при относительно большом коэффициенте усиления. Пределам его измерений с ценой деления $(2 \div 100) \cdot 10^{-8}$ в соответствуют коэффициенты усиления $2000 \div 40$ а/в.

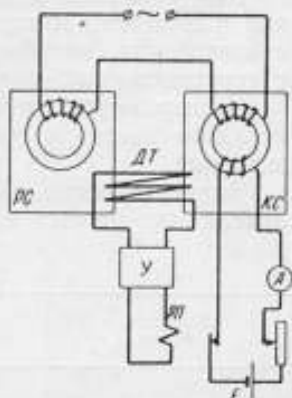


Рис. 4. Принципиальная схема калориметра с релейным регулированием по температуре.

В качестве поляризованного реле было выбрано реле типа РП-7 (ток срабатывания и отпускания соответственно: $I_{ср} = 1,6 \text{ ма}$; $I_{отп} = 0,6 \text{ ма}$).

Как и при исследовании схемы неавтоматического калориметра, были проведены измерения мощности постоянного тока.

Величина γ при исследовании установки определялась с помощью двух секундомеров путем измерения $t_{вкл}$ и $t_{откл}$. Установившийся процесс регулирования (периодическое замыкание и размыкание контактов) наступает через 1—2 мин после включения тока.

Как показали эксперименты, при увеличении коэффициента усиления и величины измеряемой мощности период колебаний уменьшается, а амплитуда колебаний возрастает, что находится в соответствии с теоретическими положениями.

Эксперименты также подтвердили теоретическое положение [8], согласно которому при $\gamma = 0,5$ период колебаний имеет минимальное значение.

Значение периода колебаний T и амплитуды тока I на выходе усилителя для разных величин мощности P приведены в табл. 3.

Таблица 3

Мощность P , <i>вт</i>	Скважность импульсов питания, γ	Коэффициент усиления усилителя $K_{у}$, <i>а/а</i>	Период колебаний T , <i>сек</i>	Амплитуда тока I , <i>ма</i>
0,0016	0,48	2000	200	0,8
0,0049	0,50	2000	129	1,3
0,0096	0,48	2000	106	2,1
0,0210	0,51	1000	97	2,1
0,0210	0,51	400	114	1,2
0,0400	0,51	400	95	1,8
0,0400	0,51	200	112	1,2
0,300	0,55	40	101	1,4
1,00	0,50	40	83	2,5

Оценим величину предельной погрешности, исходя из расчетной формулы

$$P = P_{к \max} \gamma = I^2 R \frac{t_{вкл}}{t_{вкл} + t_{откл}};$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{2\Delta I}{I} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta t_{вкл}}{t_{вкл}} + \frac{\Delta t_{откл}}{t_{вкл} + t_{откл}} + \frac{\Delta t_{откл}}{t_{вкл} + t_{откл}} + \beta,$$

где β — погрешность, обусловленная неидентичностью калориметрических систем, температурным ходом, нестабильностью напряжения на выходе термопары и т. п.

Погрешность измерения времени секундомером составляет 0,1 сек. Период колебаний ($t_{вкл} + t_{откл}$) при измерении мощностей от 10 мвт до 1 вт составляет примерно 100 сек.

В связи с тем, что все измерения проводятся при значении γ , близком к 0,5, то $t_{вкл} \approx t_{откл} \approx 50 \text{ сек}$. Тогда, измеряя ток прибором класса 0,2 и зная величину сопротивления с погрешностью в 0,1%, получим

$$\frac{\Delta P}{P} = 2(0,2 \div 0,4) + 0,1 + \frac{0,1 \cdot 100}{50} + \frac{2 \cdot 0,1 \cdot 100}{100} + \beta = (0,9 \div 1,3)\% + \beta,$$

Экспериментальная проверка аппаратуры производилась, как было сказано выше, путем измерения нескольких значений мощности постоянного тока. Результаты таких измерений приведены в табл. 4.

Таблица 4

Мощность		$\frac{\Delta P}{P} \cdot \%$	Мощность		$\frac{\Delta P}{P} \cdot \%$
подсчет I^2R	измерения калориметром		подсчет I^2R	измерения калориметром	
0,0049	0,0048	-2,0	0,0400	0,0401	+0,2
0,0049	0,0047	-4,1	0,0400	0,0400	0
0,0049	0,0048	-2,0	0,0400	0,0402	+0,5
0,0096	0,0094	-2,1	0,302	0,303	+0,3
0,0096	0,0096	0	0,302	0,300	-0,7
0,0096	0,0095	-1,0	0,302	0,299	-1,0
0,0213	0,0215	+0,9	1,000	0,998	-0,2
0,0213	0,0215	+0,9	1,000	1,000	0
0,0213	0,0213	0	1,000	1,005	+0,5
0,0400	0,0402	+0,5			

Считая погрешность, с которой определена мощность I^2R , лежащей в пределах 0,5—0,9% и получив расхождение этих значений с результатами измерений калориметром (начиная от значений в 10 мвт и выше) в пределах 1%, можно сделать вывод, что погрешность измерения калориметрической установкой с автоматическим регулированием не превышает 2%. Следовательно, составляющая погрешности β лежит в пределах 1%.

При измерении мощности менее 10 мвт погрешность измерений возрастает (до 5—6% при P выше 1 мвт). Это может быть объяснено ухудшением работы самой системы регулирования при больших значениях периода колебаний (при $P = 0,4$ мвт период равен 480 сек).

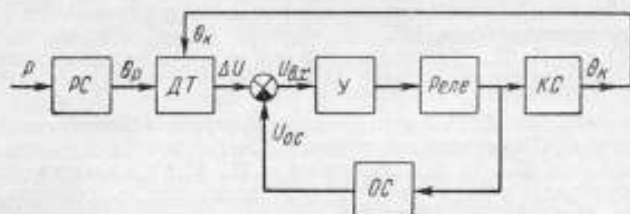


Рис. 5. Структурная схема автоматического дифференциального калориметра с обратной связью.

Применение автоматизации регулирования мощности значительно сократило время измерений (2 мин вместо 20—30 мин) и упростило сам процесс измерения без увеличения погрешности. Автоматизация измерений может быть еще несколько усовершенствована путем исключения процесса измерений скважности импульсов γ с помощью секундомеров.

Наиболее простым методом является определение среднего значения компенсационной мощности. Это может быть сделано путем измерения

среднего значения напряжения $U_{к\text{ ср}}$ на компенсационной обмотке при известном значении ее сопротивления R . Для того чтобы можно было применить вольтметр средних значений, частота колебаний напряжения в системе должна быть повышена примерно до 25 гц. Это может быть осуществлено путем введения отрицательной обратной связи, охватывающей релейный элемент и усилитель. В этом случае структурная схема автоматического дифференциального калориметра примет вид, изображенный на рис. 5 (обозначения те же, что на рис. 2—4). Вышеупомянутые вольтметры имеют класс точности 1, следовательно, погрешность измерений мощности (при подсчете ее по формуле $P = \frac{U_{к\text{ ср}}^2}{R}$) будет составлять 2—4%.

Выводы

Созданная дифференциальная калориметрическая установка дает возможность производить аттестацию по величине потерь нормальных образцов высокочастотных ферромагнитных материалов при намагничивании их переменным током частотой до 1 Мгц. Установка позволяет определять потери в пределах от 0,01 до 1 вт с погрешностью, не превышающей 2,5%.

Применение автоматического метода регулирования компенсирующей мощности постоянного тока сократило приблизительно в 10 раз время измерений (с 20—30 мин до 2—3 мин) при той же погрешности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Spooner T., Properties and testing of magnetic materials 1st ed. New-York. Mc. Graw Hill, book C⁷, 1927, p. 385.
2. Greig J., Kayser H., Journal of the Institut of Electrical Engineers, v. 95, pt. 11, April 1948.
3. Bates L., Devies A., Harper D., Soft Magnetic Material Telecommunication Symposium, Pergamon Press Ltd., London, 1953.
4. Van der Burght C., Gevers M. a Wijn H., Philips Techn. Rev., N 14, 1953, p. 245.
5. Карпенко В. П., Исследование схемы и устройств для испытания ферромагнитных материалов в переменном магнитном поле повышенных и высоких частот, автореферат диссертации, Киев, 1956.
6. Карпенко В. П., Калориметрический метод измерения потерь в ферромагнитных материалах, Сборник статей Института электротехники АН УССР, Киев, 1959.
7. Карпенко В. П., О применении дифференциального калориметра в магнитных измерениях, «Измерительная техника», № 8, 1960.
8. Герашенко О. А., Дехтяренко П. И., Карпенко В. П., Анализ схем автоматического регулирования дифференциального калориметра, Труды институтов Комитета, вып. 64(124), 1962.
9. Оранова И. А., Чернышев Е. Т., Определение полных потерь в образцах ферромагнитных материалов калориметрическим методом, Труды институтов Комитета, вып. 43(103), 1960.

Поступила в редакцию
23/II 1962 г.

А. Л. ГРОХОЛЬСКИЙ, А. Ф. КУГАЕВСКИЙ

ИГИМИП

РАСШИРЕНИЕ ЧАСТОТНОГО ПРЕДЕЛА ПРИМЕНИМОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПЕРМЕАМЕТРОВ

В статье рассмотрен метод измерения магнитной проницаемости и угла потерь ферромагнитных материалов при помощи коаксиального и компенсационного держателей образцов. Показано, что при помощи данного метода измерения можно проводить испытания магнитной проницаемости и угла магнитных потерь материалов на частотах до 200 Мгц, не прибегая к помощи сложной дорогостоящей аппаратуры.

В последние годы создано и создается большое количество новых магнитных материалов, которые находят широкое применение в автоматике, в радио и проводной связи, в счетно-вычислительной технике, локации и т. д.

Проведение исследований, разработка новых магнитных материалов, контроль и поддержание единообразия измерений в этой области требуют широкого развития магнитных измерений.

В настоящее время имеется возможность точного измерения магнитных характеристик материалов лишь на частотах до 1 Мгц, хотя потребности в определении магнитных характеристик на частотах 1 : 200 Мгц и выше очень велики. В этом диапазоне частот до сих пор нет единой аппаратуры и методов измерения магнитных параметров, что приводит к неодинаковой оценке одних и тех же магнитных материалов на различных предприятиях и задерживает разработку новых материалов и успешное применение уже имеющихся.

Разобранный ниже метод измерения позволяет определять ряд важнейших параметров магнитных материалов — магнитную проницаемость и угол магнитных потерь при малых напряженностях магнитного поля, а следовательно, дает возможность производить контроль выпускаемых магнитных материалов и проводить изучение частотных спектров этих материалов.

Описываемый ниже метод измерения может быть назван методом коаксиального держателя. При помощи данного метода можно проводить измерение магнитной проницаемости и угла магнитных потерь материалов в широком диапазоне частот.

Верхний частотный предел применения коаксиальных держателей определяется размерами образца, а нижний — чувствительностью измерительного устройства. С этим связано входное сопротивление держа-

теля и приращение реактивности за счет введения в держатель испытуемого образца.

В зависимости от частоты, на которой производится измерение, данный метод претерпевает некоторые видоизменения.

На высоких и сверхвысоких частотах приращение реактивности за счет испытуемого образца компенсируется перемещением закорачивающего поршня, потери же определяются по ширине резонансной кривой.

Измерение магнитной проницаемости методом коаксиального держателя производится совместно с каким-либо измерительным устройством, позволяющим установить приращение полного сопротивления держателя за счет внесенного образца. В данном случае могут быть выделены два варианта этого метода измерения:

1) геометрические размеры держателя не изменяются, а приращение полного сопротивления отсчитывается на измерительном устройстве, например куметре;

2) изменение реактивности компенсируется изменением индуктивности или емкости самого держателя, активные потери определяются измерительным прибором.

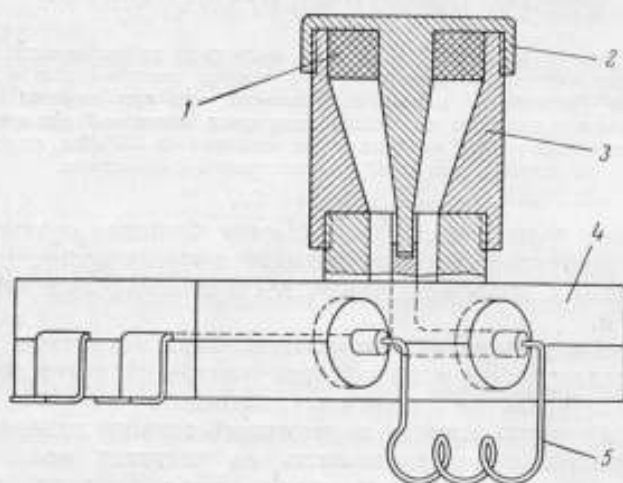


Рис. 1. Конструкция коаксиального держателя.

1 — испытуемый образец; 2 — закорачивающая крышка; 3 — корпус;
4 — переходная приставка; 5 — сменная индуктивность.

Оба эти варианта приемлемы до самых низких частот, при которых возможно определять приращение реактивности и потерь за счет внесенного образца измерительным прибором. Для случая измерения на куметре данный частотный предел, определяемый геометрическими размерами образца и магнитными характеристиками, близок к 5 Мгц. На более низких частотах погрешность измерения становится недопустимо большой.

Дальнейшее понижение частотного диапазона измерения можно достигнуть, применяя трансформатор импедансов.

Конструкция коаксиального держателя образца с трансформирующей первичной обмоткой получила в литературе название высокочастотного пермеаметра. Нижний частотный предел пермеаметров для существующих измерительных приборов определяется материалом и размерами испытуемых образцов и первичного сердечника, их маг-

нитной проницаемостью, потерями и числом витков первичной обмотки и пределами изменения реактивности измерительного устройства. С использованием вновь выпускаемых нашей промышленностью измерителей добротности типа ИДН он может быть понижен до 1 кГц.

Рассмотрим подробнее измерение комплексной магнитной проницаемости в диапазоне частот 5 ÷ 200 МГц, т. е. при помощи коаксиального держателя и измерителя добротности — куметра.

Конструкция коаксиального держателя изображена на рис. 1.

Расчетные формулы для определения комплексной магнитной проницаемости или магнитной проницаемости и угла потерь δ могут быть получены из выражения для полного входного сопротивления держателя.

Величина входного сопротивления держателя без образца и с образцом будет соответственно

$$Z_0 = R_0 + j\omega L_0; \quad (1)$$

$$Z = R + j\omega L, \quad (2)$$

где R_0 и L_0 — активное сопротивление и индуктивность держателя без образца, определяемая по геометрическим размерам;

R и L — то же с образцом.

Если обозначить комплекс проницаемости $\mu = \mu' - j\mu''$ и учесть, что внесение образца эквивалентно увеличению индуктивности, пропорциональному проницаемости, то легко показать, что

$$\mu'' = \frac{R - R_0}{\omega L_0}; \quad (3)$$

$$\mu' - 1 = \frac{L - L_0}{L_0}; \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{1}{\omega L} (R - R_0). \quad (5)$$

Окончательно выражая R_0 , R , L_0 и L через отсчитанные по куметру значения добротности, соответственно равные Q_0 и Q , и значения резонансной емкости C_0 и C , будем иметь

$$\mu' - 1 = \frac{C_0 - C}{\omega^2 L_0 C_0 C}; \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q} \cdot \frac{Q_0 C_0 - C}{C_0 - C} \cdot \frac{\mu' - 1}{\mu'}. \quad (7)$$

Величина L_0 может быть подсчитана по формуле

$$L_0 = 4,6h \cdot 10^{-9} \operatorname{tg} \frac{D}{d}. \quad (8)$$

Вычисление μ' по формуле (6) требует весьма точного определения частоты, так как частотная погрешность в данном случае удваивается. Кроме того, собственная емкость держателя при расчете по данной формуле является источником дополнительной погрешности.

Влияние этих погрешностей можно значительно снизить, если ввести дополнительное измерение с латунным образцом, повторяющим по своим размерам испытуемый.

Расчетная формула для данного случая примет вид

$$\mu' - 1 = \frac{C_0 - C}{C_A - C_0} \cdot \frac{C_A}{C}, \quad (9)$$

где C_A — резонансная емкость куметра в случае держателя с латунным образцом.

Действительно, при сравнении формул (6) и (9) видим, что в случае расчета по формуле (9) собственная емкость держателя образца в числителе и знаменателе компенсируется. Войдя слагаемым C_d , она даст значительно меньшую погрешность, чем в формуле (6).

Применяя коаксиальный держатель, возможно определять магнитную проницаемость и угол потерь в довольно широком диапазоне частот при помощи сменных катушек индуктивности, включаемых между высокопотенциальной клеммой куметра и внутренним электродом держателя образца.

Необходимая величина индуктивности вспомогательных катушек определяется частотой, на которой производится измерение, и резонансной емкостью измерительного конденсатора. Величина индуктивности может быть подобрана в процессе измерения.

При выводе уравнения (7) предполагалось, что переменный конденсатор измерительного контура куметра не имеет шунтирующих потерь и остаточные параметры измерительного контура малы. В действительности это служит источником дополнительных погрешностей при измерении.

Как было ранее установлено авторами, погрешности измерения магнитной проницаемости и угла потерь могут достигать по $\mu \pm (7 \div 10) \%$, по $\operatorname{tg} \delta \mu \pm (15 \div 20) \%$ и более.

Указанные погрешности измерения могут быть значительно понижены, если ввести в полученные результаты поправки по методике, описанной в литературе [1].

Однако введение поправок в результаты измерения является довольно трудоемкой операцией. Более совершенной является конструкция компенсационного держателя образцов, приведенная на рис. 2. Его особенностью является то, что измеритель добротности при определении магнитной проницаемости является только индикатором момента резонанса. Определение проницаемости производится через отношение емкостей или расстояний между электродами дополнительного конденсатора переменной емкости.

Определение угла магнитных потерь или мнимой составляющей проницаемости производится через измеренные на куметре величины добротности держателя с испытуемым образцом и без него.

Расчетные формулы для определения магнитной проницаемости и угла магнитных потерь аналогичны приведенным формулам (6) и (7).

К достоинствам компенсационного держателя образцов относится то, что в данном случае большая часть погрешностей, обусловленных измерительным контуром куметра, исключается за счет самого метода измерения, что в конечном итоге уменьшает трудоемкость измерительного процесса и может способствовать его автоматизации.

Держатели подобного рода сконструированы и изготовлены в НГИМИП и при испытании показали хорошие результаты.

Смена вспомогательной индуктивности в держателях изменяет измеряемую добротность, а с ней и ток контура, обуславливающий величину напряженности магнитного поля коаксиального держателя.

Расчет и контрольные измерения напряженности поля показали, что для случая измерения на куметре оно не выходит за пределы слабых полей ($H = 0,1 - 0,01 \text{ а/м}$), т. е. величина проницаемости, определенная методом коаксиального держателя, является начальной проницаемостью образца.

Нижний частотный предел применения коаксиальных держателей определяется пределами изменения реактивности измерительного устройства, материалом и размерами испытуемых образцов.

При понижении частотного диапазона ниже 40 Мгц возрастают погрешности измерений, и на частоте порядка 5 Мгц коаксиальный держатель в случае измерения на куметре может быть применен обычно только для сравнительных измерений, так как погрешность определения магнитной проницаемости и угла потерь достигает в данном случае 50% и более.

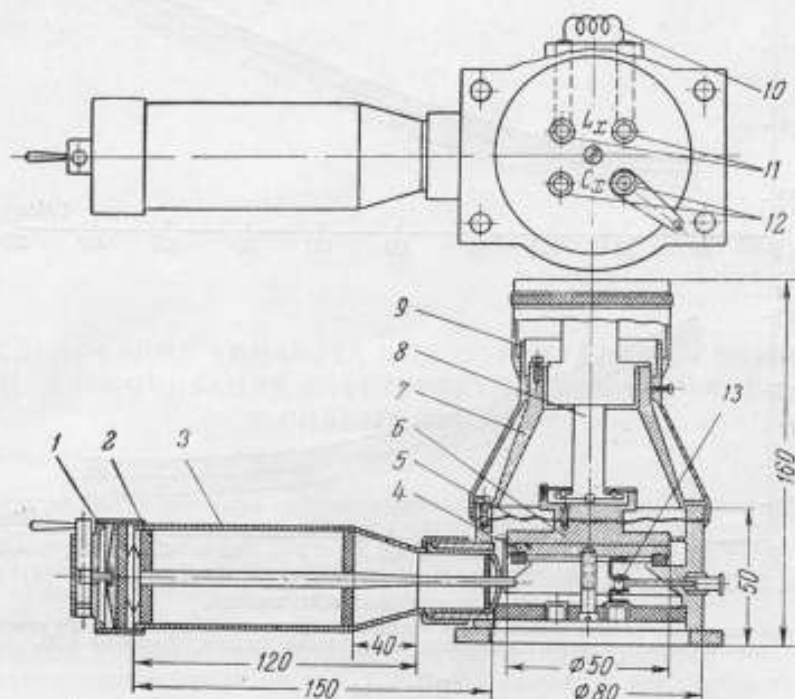


Рис. 2. Конструкция компенсационного держателя образцов.

1 — зажимное устройство; 2 — испытуемый образец; 3 — сменная индуктивность; 4 — высокопотенциальный электрод; 5 — анафрагма; 6 — низкопотенциальный электрод; 7 — корпус держателя; 8 — магнит для перемещения высокопотенциального электрода; 9 — отсчетное устройство; 10 — индуктивность, подключаемая к клеммам L_x куметра; 11 — клеммы для подключения к зажимам куметра L_x ; 12 — клеммы для подключения к зажимам C_x ; 13 — ключ.

Дальнейшее понижение частотного диапазона можно получить, применяя трансформатор полного сопротивления. Конструкция коаксиального держателя с трансформирующей первичной обмоткой, как говорилось выше, получила в литературе название высокочастотного пермеаметра [2]. В его основу положен принцип трансформации активных и реактивных сопротивлений из вторичной обмотки в первичную. По изменению трансформируемого сопротивления от внесения в полость вторичной обмотки испытуемого образца в конечном итоге определяют комплексную магнитную проницаемость материала.

При помощи коаксиальных держателей, изображенных на рис. 1 и 2, в НГИМИП производились испытания магнитных материалов (отдельных марок ферритов, карбонильного железа). На рис. 3 приведены зависимости магнитной проницаемости и угла потерь от частоты для карбонильного железа, измеренные при помощи держателей образцов и по методу, описанному в литературе [3].

Расхождение полученных результатов для магнитной проницаемости не превышает $\pm 3\%$, для угла потерь $\pm 10\%$.

При определении магнитной проницаемости держателем, изображенным на рис. 1, вводились поправки в результаты измерения по методу, описанному в литературе [1].

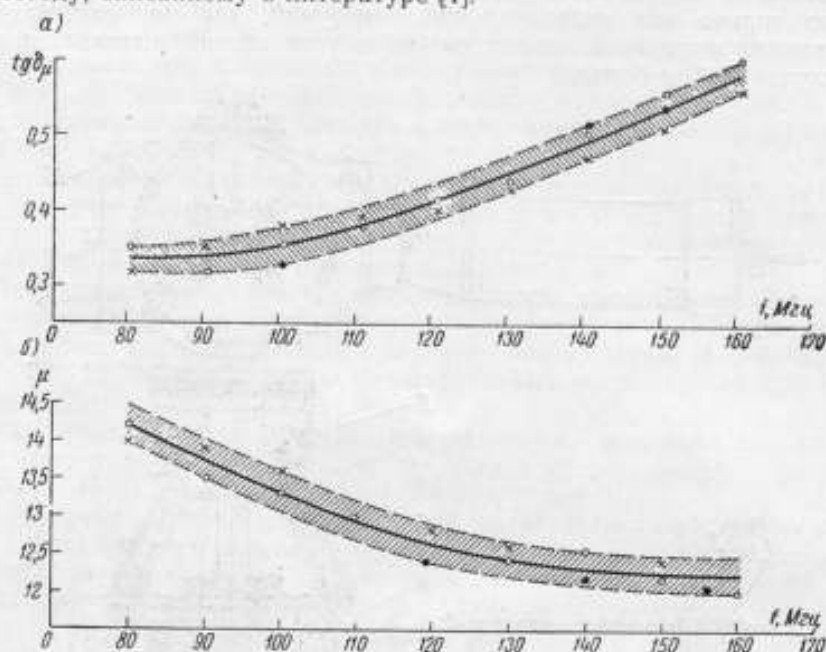


Рис. 3. Зависимость угла потерь (а) и магнитной проницаемости (б) от частоты для карбонильного железа.

× определена при помощи коаксиального держателя образцов; ● определена при помощи компенсационного держателя образцов; Δ определена методом, описанным в [3].

Выводы

1. Метод коаксиального держателя может быть применен для определения магнитной проницаемости и угла потерь ферромагнитных материалов в диапазоне частот до 200 МГц и является расширением частотного предела применимости пермеаметров.

2. Этот метод не требует для своего осуществления сложной дорогостоящей аппаратуры.

3. В методе коаксиального держателя нет необходимости наносить на испытуемый образец вспомогательную обмотку, что является весьма длительной операцией, и на высоких частотах из-за влияния распределенной емкости, сопротивления обмотки и т. д. является источником дополнительных, трудно учитываемых погрешностей измерения.

4. При незначительных конструктивных изменениях метод коаксиального держателя позволяет производить температурные измерения магнитной проницаемости и угла потерь материалов.

Метод может быть рекомендован для измерения магнитной проницаемости и угла потерь в лабораторных и цеховых условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грохольский А. Л., Исключение погрешности измерителя добротности типа KB-1, «Измерительная техника», № 10, 1960.
2. Selby M., Advances in the Design and application of the Radifrequency Permeameter, Journal Research N.B.S., № 5, 1956.
3. Кугаевский А. Ф., Определение комплексной магнитной проницаемости ферритов в диапазоне метровых волн, «Измерительная техника», № 2, 1962.

Поступила в редакцию
13/III 1962 г.

А. З. ВЕКСЛЕР, Н. В. ПЕНЬКОВ

Свердловский филиал ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ АППАРАТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ

В статье рассматриваются вопросы определения магнитных характеристик листовой электротехнической стали в слабых магнитных полях на примере аппаратуры, предлагаемой авторами. Рассмотрение ведется применительно к стандартизации испытаний на переменном токе.

Основным методом определения кривой намагничивания листовой электротехнической стали по ГОСТ 802—58 является измерение ее на постоянном токе. Тем же стандартом (примечание к § 40) для марок сталей Э45, Э46, Э47, Э48, Э370 и Э380 допускается определение кривой намагничивания на переменном токе при частоте 50 гц. Величина максимальной индукции определяется с помощью вольтметра, измеряющего среднее значение напряжения, подключенного к измерительной обмотке, а амплитуда напряженности переменного магнитного поля должна соответствовать напряженности постоянного поля.

Определение кривой намагничивания по указанным методикам при одних и тех же значениях норм магнитной индукции, приведенных в табл. 8 и 9 ГОСТ 802—58, основывалось на предположении [1, 2], что кривые намагничивания, измеренные на постоянном токе коммутационным способом и переменном токе с частотой 50 гц (в координатах B_{max} , H_{max}), для электротехнической стали совпадают между собой.

Этому же вопросу посвящена работа Р. И. Януса [3], где показано, что существенное различие между результатами измерения получается лишь в том случае, когда петля гистерезиса заметно закружена вблизи вершины. Однако в этой работе не учитывается нелинейная зависимость индукции от напряженности поля. Кроме того, в настоящее время лучшие сорта электротехнической стали в соответствии с ГОСТ 802—56 имеют максимальное значение средней относительной проницаемости, достигающее до 50 000, что в несколько раз выше, чем в рассмотренном Р. И. Янусом наименее выгодном случае. Поэтому вопрос о границах совпадения кривых намагничивания, снятых в постоянном и переменном полях, требует дальнейшего рассмотрения.

Анализ условий намагничивания

Как известно, коммутационная кривая намагничивания характеризует совокупность вершин симметричных петель гистерезиса. Однородный материал при проведении измерений намагничивается равномерно по толщине; показания измерительного прибора определяются магнитным состоянием образца при постоянной напряженности магнитного поля.

Более сложная картина получается при определении зависимости между амплитудами индукции B_{\max} и напряженности H_{\max} . В результате возникновения вихревых токов средняя по толщине напряженность магнитного поля будет меньше, чем на поверхности. Как показывает опыт, даже при частоте 50 гц форма петли гистерезиса зачастую приближается к эллипсу. Это означает, что моменты времени, соответствующие максимумам индукции и напряженности магнитного поля, различны и, следовательно, зависимость $B_{\max} = f(H_{\max})$ теряет свой первоначальный смысл, так как величины B_{\max} и H_{\max} характеризуют различные точки петли гистерезиса. Следует отметить, что во всех случаях напряженность поля достигает максимума в более ранний момент времени.

Для количественной оценки рассмотрим процесс намагничивания однородной полосы из ферромагнитного материала продольным переменным магнитным полем.

Исходим из уравнения

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \sigma \frac{\partial}{\partial t} B [H(x, t)], \quad (1)$$

где $H(x, t)$ — напряженность поля в функции времени t и линейной координаты x ;

$B [H(x, t)]$ — соответственно магнитная индукция, как функция этой напряженности поля.

Это уравнение необходимо решить, имея в виду наличие граничного условия для градиента напряженности поля по координате x :

$$\left. \frac{\partial H}{\partial x} \right|_{x=a} - \left. \frac{\partial H}{\partial x} \right|_{x=-a} = \frac{2\sigma a}{S} \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \quad (2)$$

где σ — электрическая проводимость;

$S = 4ab$ — площадь поперечного сечения, $2a$ — толщина полосы; $2b$ — ширина полосы.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что b много больше a .

Для нахождения решения уравнения (1) преобразуем его в интегральное.

$$H(x, t) = \frac{1}{a} \int_0^a H(x, t) dx + \frac{\sigma a^2}{2} \left(\frac{x^2}{a^2} - \frac{1}{3} \right) \frac{1}{a} \int_0^a \frac{\partial}{\partial t} B [H(x, t)] dx - \frac{2\sigma}{a} \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^a \left(\frac{a}{k\pi} \right)^2 \frac{\partial}{\partial t} B [H(\xi, t)] \cos \left(\frac{k\pi\xi}{a} \right) \cos \left(\frac{k\pi x}{a} \right) d\xi. \quad (3)$$

При условии, что

$$\frac{1}{a} \int_0^a B [H(x, t)] dx = B_{r \max} \sin \omega t, \quad (4)$$

где $B_{r \max}$ — максимальное значение индукции, когда полные потери обусловлены только гистерезисом.

При выводе учитывается, что

$$\left. \frac{\partial H}{\partial x} \right|_{x=a} = - \left. \frac{\partial H}{\partial x} \right|_{x=-a}.$$

Для решения нелинейного интегрального уравнения (3) применим метод последовательных приближений. В качестве нулевого приближения возьмем

$$H_0(t) = H_r(t), \text{ тогда } B_0(t) = B[H_r(t)], \quad (5)$$

где $H_r(t)$ — напряженность магнитного поля для случая, когда полные потери обусловлены только гистерезисом.

Считая поверхностный эффект малым, ограничимся во втором приближении следующими членами формулы для напряженности поля на поверхности листа.

$$H(a, t) = H_r(t) + \frac{\omega a^2}{3} \frac{dB_r}{dt} - \frac{\omega^2 a^4 \mu_{r,d}}{45} \cdot \frac{d^2 B_r}{dt^2} - \frac{\omega^2 a^4}{30} \cdot \frac{dB_r}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \mu_{r,d}, \quad (6)$$

где $B_r(t) = \frac{\Phi_{\max}}{S} \sin \omega t$, причем Φ_{\max} — значение магнитного потока, соответствующее индукции B_{\max} ;

$\mu_{r,d}(t) = \left. \frac{\partial B}{\partial H} \right|_{H=H_r(t)}$, т. е. для случая напряженности поля, когда полные потери обусловлены только гистерезисом. При этом

$$\frac{\partial}{\partial t} [\mu_{r,d}(t)] = \left(\frac{\partial^2 B}{\partial H^2} \right)_{H=H_r(t)} \cdot \frac{dH_r}{dt}.$$

Максимальное значение напряженности поля на поверхности листа, достигаемое в момент времени $t = t_1$, определяется условием

$$\left. \frac{dH(a, t)}{dt} \right|_{t=t_1} = 0. \quad (7)$$

Выражая $\mu_{r,d}(t)$ через $\mu_d[H(a, t)] = \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_{H=H(a, t)}$ и подставляя в уравнение (7) с учетом того, что $\left. \frac{d}{dt} \left(\frac{dB}{dH} \right)_{H=H(a, t)} \right|_{t=t_1} = 0$, в этом рассматриваемом приближении получим выражение

$$\operatorname{tg} \omega t_1 = \frac{3}{\omega a^2 \mu_{r,d}(t_1)} + \frac{\omega a^2 \mu_d(a, t_1)}{15} + \frac{\omega a^2 B_{r \max}}{10 \mu_{r,d}(t_1)} \left(\frac{d^2 B}{dH^2} \right)_{H=H(a, t_1)}. \quad (8)$$

Опуская несложные, но громоздкие выкладки, получим

$$H_{\max}(a) \approx H_{r \max} \left[1 + \frac{7}{90} \omega^2 a^4 \mu_{c,d} \mu_{r \max} \omega^2 \right], \quad (9)$$

при $\omega a^2 \sqrt{\mu_c \mu_{d,r}}$ меньше единицы, а $\mu_c = \frac{B_{r \max}}{H_{r \max}}$.

Второе слагаемое дает относительное увеличение напряженности поля на поверхности листа. Полученный результат сходен с выражением, приведенным в литературе [3], но отличается в основном множителями.

Из формулы (9) видно, что наибольшее отличие между $H_{\max}(a)$ и $H_{r \max}$ имеет место в области, соответствующей максимуму величины $\mu_{r,d}(t_1) \mu_c(t_1)$.

В области применимости формулы (9) относительная разность значений напряженности поля

$$\Delta_1 = \frac{H_{\max}(a) - H_{r \max}}{H_{r \max}} < \frac{7}{50} \quad \text{или} \quad \Delta_1 < 7,8\%.$$

Для стали марки Э380 при толщине листа $2a$, равной 0,5 мм, напряженности поля 0,2 а/см согласно ГОСТ 802—58 соответствует индукция не меньше 1,02 вб/м², т. е. $\mu_c > 0,05$ гн/м. При частоте переменного тока $f = 25$ гц и проводимости $\sigma = 2 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{омм}}$ получено следующее выражение для относительной разности значений напряженности поля

$$\Delta_1 > 0,075\beta, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{\mu_{rd}(t_1)}{\mu_c(t_1)},$$

или $\Delta_1 > 7,5\%$, учитывая, что в области, соответствующей максимальной проницаемости $\beta > 1$. Отсюда видно, что кривые намагничивания, полученные на постоянном и переменном токах для стали марки Э380, даже при частоте $f = 25$ гц в области максимальной дифференциальной проницаемости будут отличаться не менее чем на 7,5%.

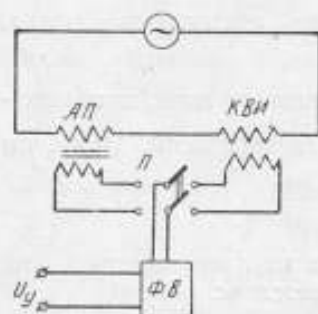


Рис. 1. Упрощенная схема установки для определения кривой намагничивания $B_{\max} = f(H_{\text{сиф}})$ на переменном токе.

АП — испытуемая проба; КВИ — катушка взаимной индуктивности; П — переключатель; ФВ — фазочувствительный вольтметр; U_y — управляющее напряжение.

Формула (9) показывает, что в области значений поля, превышающих величину, соответствующую «колену» кривой намагничивания, расхождение между результатами измерений на постоянном и переменном токах даже при частоте несколько большей чем 50 гц, должно быть малым, так как

$\sqrt{\mu_{rd}(t_1) \mu_c(t_1)}$ мало. Эта разность может быть заметно снижена при использовании фазочувствительного вольтметра (рис. 1). Измерения при этом производятся в следующем порядке: вначале фазочувствительный вольтметр подключается к обмотке для измерения амплитуды индукции, причем фаза управляющего напряжения U_y подбирается таким образом, чтобы получить наибольшее показание измерительного прибора. Затем, не изменяя фазы управляющего напряжения, определяют напряженность магнитного поля (используя, например, вторичную обмотку катушки взаим-

ной индуктивности) и производят отсчет. Измеряемые величины напряжения зависят от производных по времени от потока индукции в первом случае и от напряженности поля — во втором.

Из формулы (4) видно, что э.д.с., индуцируемая в обмотке для измерения индукции, определяется выражением

$$e_B = E_1 \cos \omega t. \quad (10)$$

Такую же зависимость от времени имеет и управляющее напряжение. Как показывает выражение (6), напряженность на поверхности листа может быть приближенно представлена четырьмя слагаемыми, одно из них равно напряженности в отсутствии вихревых токов, второе пропорционально первой производной от потока индукции по времени, а третье — второй производной. Электродвижущая сила, индуцируемая в обмотке для измерения напряженности поля, пропорциональна производной

$\frac{dH(a, t)}{dt}$, а показания прибора с магнитоэлектрическим измерителем, как известно [4], определяются в данном случае значением напряженности поля в момент $t_2 = \frac{\pi}{2\omega}$. Учитывая, что при $t = t_2$ величина $H = H_r(t)$ достигает наибольшего значения, получим следующее выражение для измеренной этим методом величины напряженности поля:

$$H_{изм} \approx H_{r \max} \left(1 + \frac{\omega^2 a^2 \mu_c^4 \mu_r d_2}{45} \right), \quad (11)$$

где $\mu_{rd_2} = \left(\frac{\partial B_r}{\partial H_r} \right)_{\omega t = \frac{\pi}{2}} = 0$.

Учитывая, что $\mu_{rd}(t_1) > \mu_{rd_2}$, получим

$$\frac{\Delta_2}{\Delta_1} < 3,5, \quad (12)$$

где

$$\Delta_2 = \frac{H_{изм} - H_{r \max}}{H_{r \max}}.$$

Из выражения (12) видно, что применение фазочувствительного вольтметра позволяет определять величину, гораздо более близкую

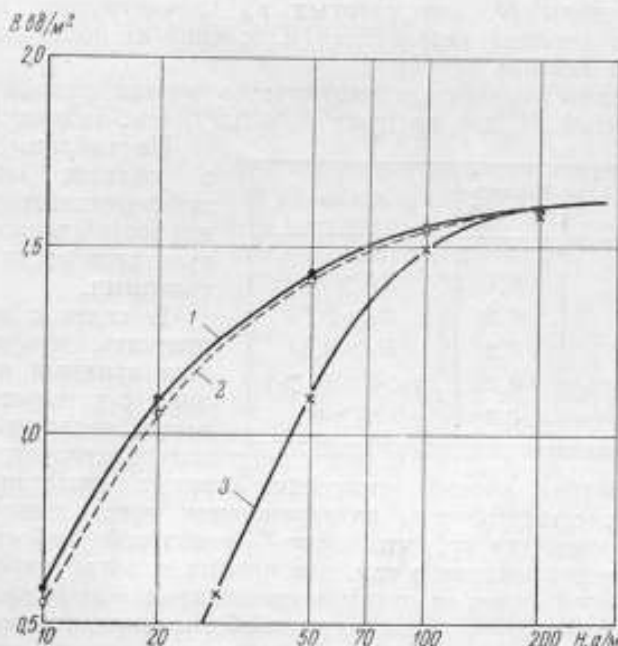


Рис. 2. Кривые намагничивания для образца стали марки Э380 $d = 0,5$ мм.

1 — коммутационная кривая намагничивания; 2 — $B_{\max} = f_1(H_{\sin \phi})$; 3 — $B_{\max} = f_2(H_{\max})$.

к $H_{r \max}$, чем метод, основанный на определении амплитудного значения напряженности поля. На рис. 2 приводятся для стали Э380 пример результатов определения кривой намагничивания, снятой как при помощи фазочувствительного вольтметра, так и методом определения амплитудного значения напряжения. Для сопоставления там же

дается кривая, снятая на постоянном токе. Вместе с тем, приведенные результаты показывают, что различие между кривыми намагничивания, снятыми на постоянном и переменном токах, могут быть значительными, так что в нормативных документах (в частности ГОСТ 802—58) следует более точно определять условия испытаний.

Ошибке в определении напряженности поля $\frac{\Delta H}{H}$ соответствует погрешность $\frac{\Delta B}{B}$, которая может быть найдена из известного выражения

$$\delta = \frac{\Delta B}{B} \approx \frac{\mu_{rd}(H_{rmax})}{\mu_c} \cdot \frac{\Delta H}{H}. \quad (13)$$

Если задать максимально допустимую погрешность δ_a , то по соответствующим кривым намагничивания можно найти области значений H , для которых результаты измерения на постоянном и переменном токах будут отличаться не более чем на δ_a .

Действительно, из выражения (9) нетрудно получить неравенство

$$\mu_{эф} < \sqrt{\frac{90}{7} \delta_a} \frac{1}{0,05a^2}. \quad (14)$$

Тем значениям H , для которых μ_d удовлетворяет неравенству, соответствует разница результатов измерения на постоянном и переменном токах меньше чем δ_a .

На основании полученных результатов можно указать следующие области значений H , для которых $\Delta_1 < 0,5\%$ (см. таблицу).

Марка стали	Толщина листа, мм	H , а/см
Э370, Э380	0,5	$H_1 > 1$
	0,35	$H_1 > 0,7$
	0,2	$H_1 > 0,5$
Э44, Э45, Э46, Э47, Э48	0,35	$H_2 < 0,5; H_1 > 1$
	0,2	$H_1 > 0$

Из таблицы видно, что в области максимальной дифференциальной проницаемости расхождения результатов могут быть значительными.

В связи с этим следует отметить, что различие между кривыми намагничивания, о которых шла речь выше, не всегда правильно интерпретируется. Так, Ламсон [5] приводит способ построения кривых намагничивания по известной петле гистерезиса на переменном токе, имеющей форму эллипса. Несмотря на то, что автор упомянутой работы высказывает лишь предположение о том, что кривые намагничивания на переменном токе отличаются от коммутационной кривой из-за влияния вихревых токов, не приводя при этом строгого обоснования, он предлагает способ оценки различия между характеристиками. Не говоря уже о том, что отсутствие серьезного обоснования выводов не позволяет отнести к ним с полным доверием, они зачастую оказываются непригодными, так как петля гистерезиса на переменном токе промышленной частоты, как правило, очень далека от эллипса.

Исследование аппарата для испытания образцов электротехнической стали

Исследование аппарата для испытания образцов электротехнической стали

Аппарат состоит из четырех катушек с первичной и вторичной обмотками. Первичная обмотка содержит 500 и 556 витков. На каждый каркас, размеры которого приведены на рис. 3, наматывается 125 витков и

две секции у краев по 7 витков. Последние используются совместно с секцией, содержащей 125 витков, что позволяет резко расширить область с малым изменением поля. Когда нет испытуемого образца, тогда имеется значительное пространство, где напряженность поля практически постоянна.

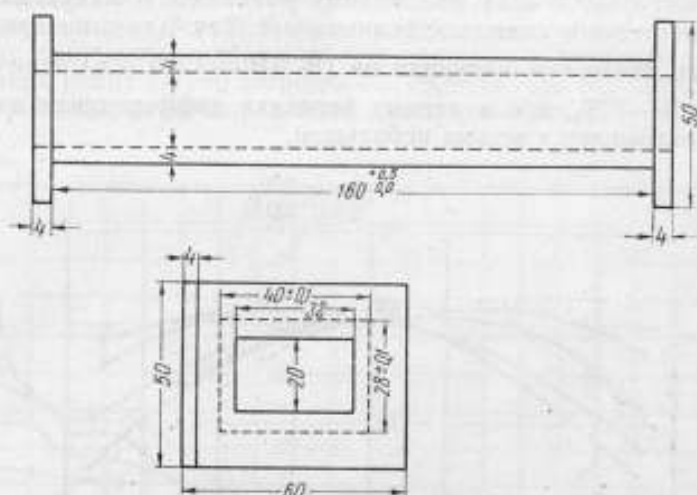


Рис. 3. Эскиз каркаса намагничивающей катушки аппарата для испытания образца (две проекции).

Несколько хуже получается картина изменения напряженности поля по длине катушек при наличии образца, если $200 \text{ а/м} < H < 1000 \text{ а/м}$.

В области меньших значений напряженности поля нет существенной разницы в топографии при использовании обмоток с 500 и 556 витками.



Рис. 4. Изменение потока индукции по длине.

1 — $H = 1220 \text{ а/м}$; 2 — $H = 610 \text{ а/м}$; 3 — $H = 300 \text{ а/м}$; 4 — $H = 180 \text{ а/м}$.

Было проведено определение зависимости магнитного потока от расстояния между выбранным местом и серединой катушки, для чего использовались специальные каркасы с секциями, размещенными в нескольких местах, предназначенных для определения потока индукции. Результаты измерений на одном из образцов стали марки Э46 показаны на рис. 4. Приведенные кривые позволяют оценить изменение потока индукции по длине образца для $H < 180 \text{ а/м}$. Что касается изменений индукции при меньших значениях напряженности поля, то они составляют 0,1—0,2% и находятся в пределах погрешности измерений. Полученные данные являются типичными: для образцов всех марок стали, испытываемых в слабых полях, получаются, примерно, такие же результаты. Наибольшее изменение потока индукции имеет место при $H = 1000 \text{ а/м}$ и, как правило, у краев катушек не превышает 2%. Этот факт достаточно

хорошо освещен в литературе [6]. Казалось бы, что в этих условиях напряженность поля, определяемая измерительными катушками, тоже должна быть почти неизменной по всей длине, занимаемой намагничивающей обмоткой. Однако это не так.

В области сравнительно больших значений напряженности поля ($200 \text{ а/м} < H < 1000 \text{ а/м}$) небольшому уменьшению индукции соответствует существенное снижение величины H . Так, для вышеприведенных данных при изменении индукции на 1% ($H = 1200 \text{ а/м}$) величина $\frac{\Delta H}{H}$ составила 16—17%, ибо в данных условиях дифференциальная проницаемость оказывается весьма небольшой.

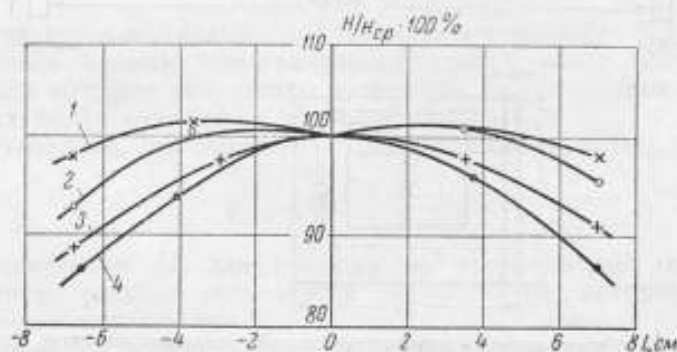


Рис. 5. Изменение напряженности магнитного поля по длине ($H \geq 10 \text{ а/м}$).

1 — $H = 10 \text{ а/м}$; 2 — $H = 30 \text{ а/м}$; 3 — $H = 100 \text{ а/м}$; 4 — $H = 1000 \text{ а/м}$.

Однако, как показали измерения напряженности магнитного поля, даже при сравнительно небольшой дифференциальной проницаемости изменения по длине оказываются весьма значительными, в то время как поток индукции практически остается неизменным, что особенно заметно при $10 \text{ а/м} < H < 100 \text{ а/м}$. Это хорошо видно из данных, относящихся к упоминавшемуся ранее образцу, которые приведены на рис. 5. Эти изменения вызваны разницей между напряженностью поля внутри металла и вне его. Следует отметить, что катушки для измерения поля были поставлены в наиболее благоприятные условия: их закладывали между двумя половинами пакетов, причем с помощью неметаллических прокладок устранялась возможность прогиба полос.

Причиной различия между напряженностью поля вне и внутри испытуемого образца являются магнитные потоки рассеяния, возникающие в областях перехода из одних листов в другие. Несмотря на то, что сборка «внахлестку» создает гораздо более совершенные условия испытания, чем другие, потоки рассеяния играют существенную роль и в данном случае.

Весьма характерным показателем влияния потоков рассеивания является величина составляющей напряженности поля, направленной перпендикулярно к поверхности полос испытуемого образца. При строго однородном намагничивании образца по всей длине эта составляющая должна отсутствовать. В данном случае дело обстоит совсем по-другому: вблизи мест перехода магнитного потока из одних полос в другие эта составляющая напряженности поля может быть очень большой. Заметим,

что изменения составляющих напряженности магнитного поля в воздухе связаны соотношением

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (15)$$

т. е. горизонтальная составляющая напряженности поля изменяется с высотой так же, как вертикальная составляющая по длине. Если разница между значениями напряженности поля вне и внутри испытуемых полос образца равна ΔH , то погрешность определения индукции, вызванная этой причиной, будет определяться соотношением (13).

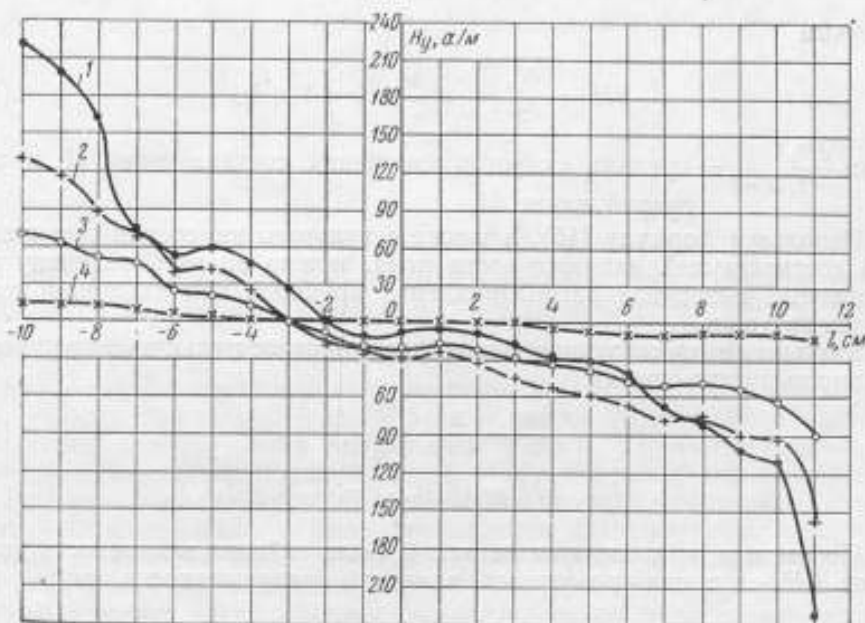


Рис. 6. Изменение вертикальной составляющей напряженности поля по длине.

1 — $H = 420$ а/м; 2 — $H = 120$ а/м; 3 — $H = 45$ а/м; 4 — $H = 15$ а/м.

Для иллюстрации полученных нами данных на рис. 6 приведены кривые зависимости вертикальной составляющей напряженности поля от расстояния до середины одной из катушек аппарата. Мы видим, что даже вблизи середины катушки скорость изменения напряженности поля значительна для $H > 50$ а/м. При меньших полях влияние вертикальной составляющей уменьшается. Заметим, что эти кривые немонотонны. Более детальное изучение этого вопроса привело к выводу, что такой ход кривых объясняется локальной неоднородностью испытуемого материала. Это очень хорошо видно также и при рассмотрении кривых, определяющих изменение вертикальной составляющей напряженности поля по длине.

По изменению вертикальной составляющей напряженности поля можно оценить погрешность измерения H_x . Абсолютная погрешность определения напряженности поля, вызванная указанной разницей, при использовании измерительной катушки длиной $2l_1$, шириной $2b$ и

высотой $2h$, у которой каждый из витков охватывает площадь $4bh$, может быть найдена по формуле

$$\Delta H = \frac{1}{2hl_1} \int_0^h \int_{-l_1}^{l_1} (H_x - H_a) dx dy, \quad (16)$$

где H_x — напряженность поля внутри листа;

H_a — то же в воздушном зазоре.

Используя очевидное соотношение

$$H_x - H_a \approx \frac{\partial H_x}{\partial y} y, \quad (17)$$

получим

$$\Delta H = \left. \frac{\partial H_x}{\partial y} \right|_{y=l_1} \cdot \frac{h}{2}; \quad 0 \leq \xi \leq h, \quad (18)$$

здесь $\left. \frac{\partial H_x}{\partial y} \right|_{y=l_1}$ — средняя скорость изменения составляющей H_x на заданной длине $2l_1$.

Используя формулу (15), а также результаты измерения вертикальной составляющей напряженности поля, можно оценить величину погрешности, вызванной рассматриваемой причиной при заданном положении катушки.

Учитывая вышесказанное, можно оценить относительную погрешность с помощью соотношения

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{h}{4H_x} \cdot \frac{\Delta H_y}{l_1}, \quad (19)$$

где

$$\Delta H_y = H_y(\xi, l_1) - H_y(\xi, -l_1).$$

По данным, приведенным на рис. 6, была найдена зависимость величины ΔH от x для различных значений напряженности поля при

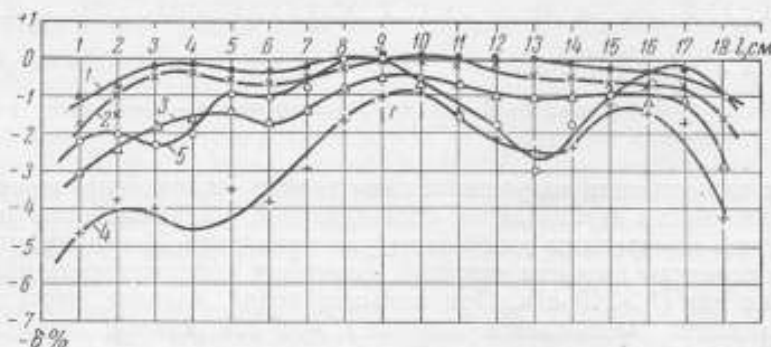


Рис. 7. Разница между напряженностью магнитного поля вне и внутри образца, найденная на основании измерения H_y .

1 — $H = 1200$ а/м; 2 — $H = 500$ а/м; 3 — $H = 200$ а/м; 4 — $H = 50$ а/м;
5 — $H = 20$ а/м.

$h = 3$ мм, $2l_1 = 50$ мм. Результаты этих вычислений представлены на рис. 7, откуда видно, что измеренное в воздушном зазоре значение напряженности поля может быть меньше на 5%, чем соответствующая величина в листах. Если еще учесть снижение напряженности магнитного

поля, вызванное уменьшением потока индукции вблизи стыковой части, что весьма заметно при $H > 180$ а/м, то нетрудно определить полное изменение напряженности поля в зазоре. Такие вычисления дали результаты, хорошо согласующиеся с непосредственными измерениями величины напряженности поля для разных положений катушек.

Эти данные ценны еще и в том отношении, что позволяют решить вопрос о наибольшей длине измерительных катушек. Действительно, с достаточной степенью точности можно принять, что изменение напряженности магнитного поля в зазоре между «полупакетами» может быть представлено формулой

$$H(x) = H_0 - \alpha(H_0)x^2. \quad (20)$$

Погрешность определения индукции согласно формуле (13) равна

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\nu_d}{\nu_c} \cdot \frac{q}{3},$$

где

$$q = \frac{\alpha(H_0)l_1^2}{H_0}. \quad (21)$$

При $\left(\frac{\nu_d}{\nu_c}\right)_{\max} \approx 3$ для стали марки Э380 $\frac{\Delta B}{B} = q$.

Как показывает опыт, в области значений напряженности поля от 100 а/м и меньше величина q для $l_1 = 8$ см не превосходит 5%. Отсюда для заданной наибольшей допустимой погрешности $\frac{\Delta B}{B} = 0,5\%$, вызванной рассматриваемой причиной, нетрудно установить, что длина катушки не должна превышать 50 мм. В этих условиях трудно изготовить четыре катушки для измерения напряженности поля с суммарной площадью витков существенно большей чем 1 м². С этой точки зрения целесообразно увеличить длину полос и размеры аппарата, что позволит создать более благоприятные условия определения напряженности измерительными катушками. Опыт показывает, что области с резким изменением вертикальной составляющей напряженности поля определяются размерами стыковой части, поэтому увеличение длины полос позволяет улучшить условия испытания и снизить погрешности определения кривой намагничивания. Правда, при $H < 10$ а/м изменение напряженности поля по длине невелико, поэтому катушки для таких малых полей могут иметь большую длину.

Длина магнитного пути

Одной из основных характеристик, определяющих качество электро-технической стали по ГОСТ 802—58, является коммутационная кривая намагничивания. Испытания производятся в аппарате Элштейна на образцах весом 1 кг. При этом предполагается, что длина магнитного пути равна 82 см, т. е. баллистический гальванометр требуется лишь для определения индукции, так как напряженность поля находится расчетным путем по известной силе тока, протекающего по первичной обмотке. Между тем, проведенные исследования показали, что длина магнитного пути не является постоянной величиной, а зависит от напряженности поля.

На рис. 8 приведена зависимость длины магнитного пути от напряженности магнитного поля для одного из образцов горячекатанной стали. Следует заметить, что эта зависимость является весьма типичной для образцов всех марок стали, исследованных нами. Наибольшая длина

магнитного пути, равная, примерно, 85 см, имеет место в области максимальной дифференциальной проницаемости, и только для более слабых полей она остается примерно постоянной, незначительно отличаясь от длины в 82 см, но зато в области «колена» наблюдается ее резкое уменьшение.

Если не учитывать изменение длины магнитного пути, то кривая намагничивания будет определена с весьма большими погрешностями. Действительно, в области максимальной дифференциальной проницаемости длина магнитного пути отличается от L по ГОСТ 802—58, примерно, на 3,7%, отсюда для стали марки Э380 из выражения (13) находим, что $\frac{\Delta B}{B} \approx 11\%$.

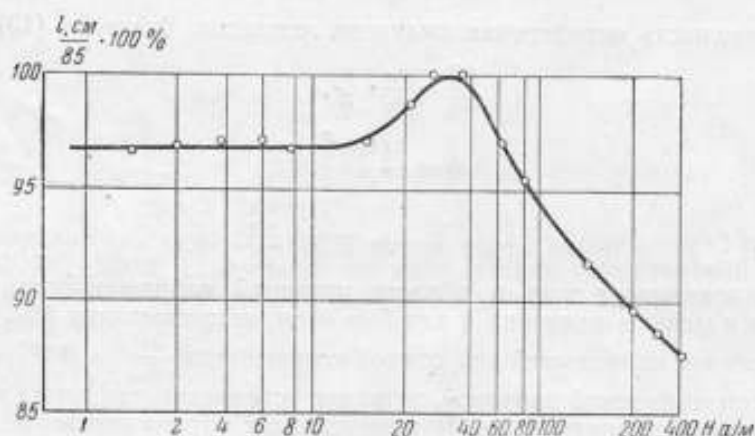


Рис. 8. Зависимость длины магнитного пути от напряженности магнитного поля.

В заключение остановимся на вопросе о нормировании длины магнитного пути при стандартных испытаниях образцов электротехнической стали с длиной полюс 25 см. Имеющиеся данные показывают, что указанная действующим ГОСТ 802—58, согласно которому длина магнитного пути равна 82 см, плохо отражает действительные условия намагничивания, что приводит к большим погрешностям измерения.

Для того чтобы избавиться от этого затруднения, можно использовать следующие способы:

1) нормировку длины магнитного пути применительно к отдельным группам марок стали и различным участкам кривой намагничивания (см., например, американский стандарт ASTM A343—54);

2) выбор одной и той же величины для всех случаев, независимо от марок стали и условий намагничивания, которая, однако, должна применяться только при испытании образцов на дифференциальных установках.

Применение первого способа возможно при наличии достаточно полных статистических данных для каждой марки стали о зависимости длины магнитного пути от напряженности поля. Кривую, отображающую указанную зависимость по данным измерений на многих образцах, целесообразно разбить на несколько участков, в каждом из них изменение длины l было бы сравнительно невелико. Дальнейшая обработка результатов может быть выполнена методом, описанным ниже.

Если действительное значение длины l_i магнитного пути при $H = H_i$ заменить некоторой величиной L , то возникает дополнительная

погрешность определения кривой намагничивания, представленная формулой

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\nu_{id}}{\nu_{ic}} \cdot \frac{\Delta H_i}{H_i} \approx \beta_i \frac{\Delta l_i}{L}, \quad (22)$$

где $\beta_i = \frac{\nu_{id}}{\nu_{ic}}$; $\Delta l_i = l_i - L$.

Для выбранного участка, содержащего N точек, нормированных стандартом $(B_{H_1}, B_{H_2}, \dots, B_{H_i}, \dots, B_{H_N})$, целесообразно подобрать величину L таким образом, чтобы сумма

$$F = \frac{1}{NL^2} \sum_{i=1}^N \beta_i^2 (l_i - L)^2 \quad (23)$$

была бы наименьшей. После выполнения дифференцирования и соответствующих преобразований нетрудно получить следующий результат:

$$L_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \beta_i^2 l_i^2}{\sum_{i=1}^N \beta_i^2}} \quad (24)$$

Таким образом, для нахождения оптимальной величины L_{opt} необходимо иметь данные, определяющие зависимость величины $\frac{\nu_{id}}{\nu_{ic}}$ от напряженности поля для каждой марки стали. Правда, следует подчеркнуть, что точность определения коэффициентов β_i может быть весьма невысокой. Это легко заметить из соотношения

$$L_{\text{opt}}^2 = L'^2 + \frac{\sum_{i=1}^N \delta \lambda_i \delta q_i}{\beta'^2 N}, \quad (25)$$

где $\delta \lambda_i = l_i^2 - L'^2$; $\delta q_i = \beta_i^2 - \beta'^2$; $L'^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N l_i^2$

$$\beta'^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \beta_i^2. \quad (26)$$

Если ограничиться разделением всей области значений H на две: $0 < H < 100 \text{ а/м}$ и $1 < H < 1000 \text{ а/м}$, то второй член формулы (25) лишь добавляет к первому слагаемому не более 5-7% для всех марок стали. Очевидно, в этих условиях коэффициенты β_i могут быть определены с невысокой точностью.

Этот способ снижения погрешности, вызванной зависимостью длины магнитного пути от напряженности поля, оказывается более сложным и трудоемким, чем другой, о котором шла речь выше. В обоих случаях безусловно необходимы нормальные образцы электротехнической стали: в одном это вызывается необходимостью проведения комплектной проверки, во втором они нужны для непосредственных, текущих испытаний рабочих образцов.

Однако стандартизация условий испытаний по первому способу требует большой подготовительной работы с целью определения соответствующих величин для каждой марки стали. Во втором случае этого не требуется, поэтому было бы целесообразным при уточнении условий испытаний взять в качестве основного дифференциальный метод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gall D. C. and Sims L. G., On the Theory and Measurements of the Magnetic Properties of Iron, *Journal of the Institut of Electrical Engineers*, v. 74, 1934, p. 453.
2. Кифер И. И. и Пантюшин В. С., Испытания ферромагнитных материалов, Госэнергоиздат, 1955, стр. 126.
3. Янус Р. И., Об измерениях коммутационной кривой намагничивания в постоянном и переменном полях, «Физика металлов и металловедение», т. I, вып. I, 1955, стр. 101.
4. Электрические и магнитные измерения, под редакцией Е. Г. Шрамкова, ОНТИ, 1937.
5. Lamson H. W., Alternating Current Measurements of Magnetic Properties, *Proceedings of the Institut of Radio Engineers*, v. 36, № 2, 1948, p. 266.
6. Дружинин В. В., О форме образцов для определения магнитных свойств электротехнической стали, «Заводская лаборатория», № 4, 1959, стр. 429.

Поступила в редакцию
14/III 1961 г.

П. Н. ГОРЮНОВ

ВНИИМ

НОВЫЙ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИСПЫТАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В статье описывается новый баллистический метод испытания ферромагнитных материалов с обычным баллистическим гальванометром, чувствительность которого может быть увеличена более чем в 100 раз по сравнению с известным баллистическим методом. Высокая чувствительность метода позволяет использовать его при испытании очень малых образцов из материала с небольшой магнитной проницаемостью, плотность магнитного потока у которых может достигать до 0,1 мквб/м².

Баллистический метод испытания ферромагнитных материалов на постоянном токе широко применяется в лабораторной практике и известен как наиболее точный метод. Однако при испытании очень малых образцов с небольшой проницаемостью чувствительность этого метода оказывается недостаточной и ее необходимо существенно повышать.

Недостатки обычного и мультипликационного баллистических методов

Современная техника требует проведения испытаний тороидальных образцов, наружный диаметр которых около 1 мм, толщина стенок — 0,2 мм, а площадь сечения — 0,1 мм². У такого образца первичная обмотка обычно бывает из одного витка с диаметром провода, равным приблизительно 0,4 мм, а число витков вторичной обмотки, которое можно разместить на нем, — не более десяти. Испытание подобных образцов обычными методами вызывает значительные трудности, так как здесь приходится встречаться с плотностями магнитного потока менее 0,1 мквб/м², причем большое число измерительных витков на образец поместить нельзя.

Повышением чувствительности баллистического метода измерения магнитного потока постоянного во времени занимались многие известные ученые: Вебер (1846 г.), Максвелл (1873 г.), Дорн (1882 г.), Дизельхорст (1902 г.), Кирпатрик (1926 г.), Элвуд (1934 г.). В результате всех этих работ Элвудом [1] был разработан мультипликационный баллистический метод, который давал повышение чувствительности по сравнению с обычным баллистическим методом в 100 раз. Сущность мультипликационного метода состоит в том, что через подвижную обмотку специального гальванометра, работающего в вакууме, многократно пропускаются одинако-

вые импульсы тока разного направления. Эти импульсы должны поступать в катушку каждый раз в тот момент, когда она проходит через нулевое положение. Направление импульсов должно быть однозначным с направлением движения катушки и поэтому амплитуды отклонения подвижной части гальванометра будут расти в зависимости от числа переключений намагничивающей цепи испытуемого образца (рис. 1).

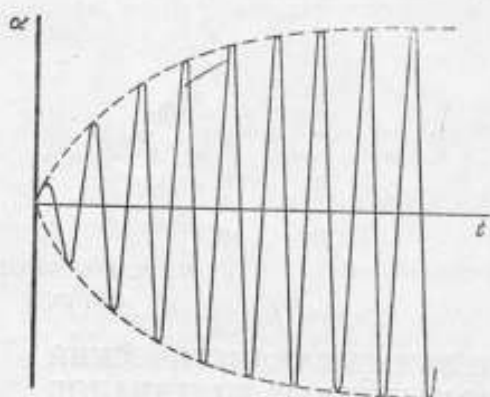


Рис. 1. Рост амплитуды колебаний подвижной части гальванометра в мультипликационном баллистическом методе.

При применении обычного баллистического гальванометра из-за наличия у него значительного воздушного успокоения и других конструктивных особенностей чувствительность этого метода увеличивается приблизительно в три раза.

К недостаткам мультипликационного баллистического метода следует отнести сложность конструкции специального гальванометра, значительное усложнение схемы из-за необходимости многократных переключений намагничивающего тока в точно определенные моменты времени и значительное увеличение времени испытания образца, ибо отсчет отклонения подвижной части гальванометра для каждой точки основной кривой намагничивания производится после того как она сделает около ста полных колебаний.

По этим причинам мультипликационный баллистический метод не получил практического распространения, хотя его чувствительность и очень высока.

Новый мультипликационно-выпрямительный баллистический метод

Для повышения чувствительности баллистического метода с обычным баллистическим гальванометром необходимо использовать многократные переключения намагничивающего тока совместно с согласованными переключениями тока и во вторичной (измерительной) цепи образца. При этом любое число переключений в первичной и во вторичной цепях производится в начале движения подвижной части гальванометра и отсчитывается первая суммарная амплитуда ее колебания. Следовательно, в предлагаемом методе не требуются: специальный баллистический гальванометр, многократные переключения цепей в точно определенные моменты времени и большое время для снятия каждой точки основной кривой намагничивания. Таким образом, в новом баллистическом методе устраняются все указанные недостатки мультипликационного метода.

Принципиальная схема новой баллистической установки, изображенная на рис. 2, отличается от обычной только наличием в измерительной цепи переключателя P_2 .

На рис. 2 обозначены: B — источник тока, w_1 — намагничивающая обмотка, w_2 — измерительная обмотка, r_1 и r_2 — регулировочные сопротивления; $БГ$ — баллистический гальванометр; P_1 — переключатель намагничивающей цепи; P_2 — переключатель измерительной цепи; I_1 — ток в намагничивающей цепи; E_2 — э. д. с., индуктированная в измерительной обмотке.

Если при однократном переключении первичной цепи переключателем Π_1 получается отклонение α баллистического гальванометра, то при n -кратном переключении первичной цепи и совместном $n-1$ -кратном переключении вторичной цепи у того же гальванометра будет наблюдаться отклонение $n\alpha$.

Переключения первичной и вторичной цепей должны следовать быстро одно за другим при любом числе переключений n . Для этого переключатели Π_1 и Π_2 объединяются в один специальный переключатель. Схема баллистической установки с таким переключателем изо-

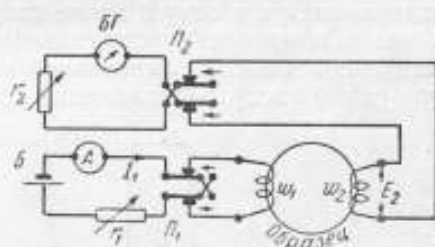


Рис. 2. Принципиальная схема новой баллистической установки

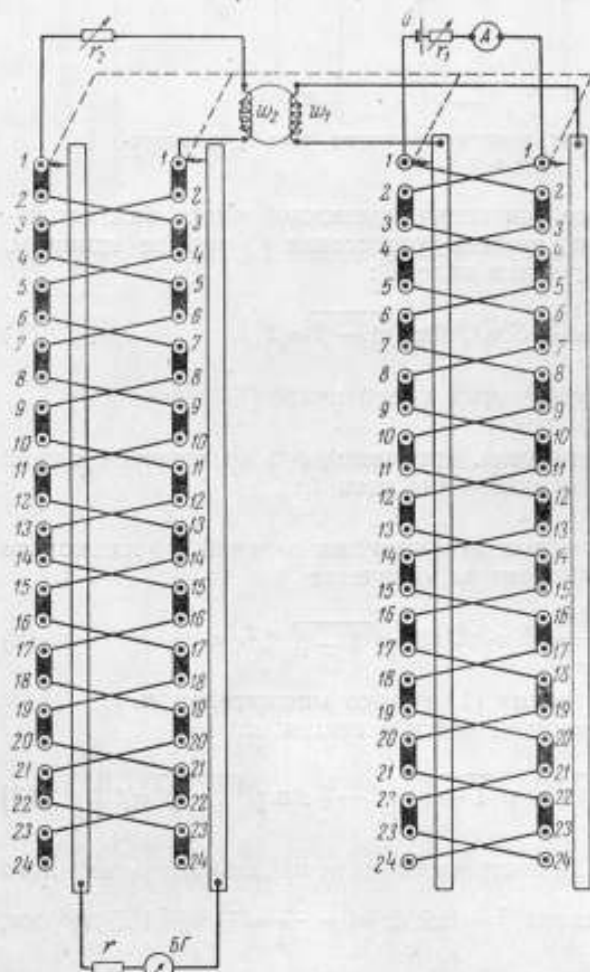


Рис. 3. Схема мультипликационно-выпрямительной баллистической установки.

сованном изменении положения обоих переключателей Π_1 и Π_2 , при котором сначала изменяется положение переключателя Π_1 , а затем — Π_2 ,

бражена на рис. 3, где цифрами 1, 2, 3, ..., 24 обозначены номера контактов переключателя, а r — добавочное сопротивление в цепи гальванометра.

С подобным переключателем даже при ручном переключении легко получить значения $n = 100$, т. е. повысить чувствительность нового баллистического метода на два порядка.

В случае использования приспособлений, ускоряющих процесс переключения цепей, можно добиться еще большего повышения чувствительности этого метода.

При непрерывном изменении положения переключателя Π_1 и неподвижном переключателе Π_2 (рис. 2), ток I_1 в первичной и э. д. с. E_2 во вторичной цепях будут изменяться по кривым, приведенным на рис. 4.

В обычном баллистическом методе для получения отклонения α баллистического гальванометра используется только первый импульс количества электричества и э. д. с. E_2 . Очевидно, что при согласо-

можно использовать и последующие импульсы E_2 . При этом переключатель Π_2 будет играть роль механического выпрямителя и импульсы E_2 любого знака дадут отклонение подвижной части баллистического гальванометра в одну и ту же сторону. Увеличенное (суммарное) отклонение α_n подвижной части гальванометра будет равно $n\alpha$, где n — число импульсов э. д. с. E_2 , использованных в каждом конкретном случае, которое равно числу переключений тока I_1 .

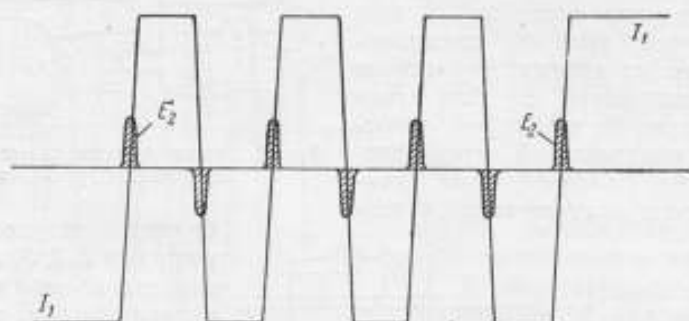


Рис. 4. Кривые изменения намагничивающего тока I_1 и вторичной э. д. с. E_2 .

Уравнение периодического движения подвижной части баллистического гальванометра, когда степень успокоения β меньше единицы, может быть записано в следующем виде [2]:

$$\alpha = \frac{e^{-\beta\omega_0 t}}{\sqrt{1-\beta^2}} S_f \omega_0 Q \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t, \quad (1)$$

где ω_0 — круговая частота свободных колебаний;

S_f — чувствительность к току;

Q — количество электричества, протекающего во вторичной цепи в случае одного переключения тока I_1 ;

t — время.

Если не учитывать различных искажающих влияний, то для нового метода можно считать справедливым уравнение

$$\alpha_n = \frac{e^{-\beta\omega_0 t}}{\sqrt{1-\beta^2}} S_f \omega_0 n Q \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t, \quad (2)$$

которое отличается от уравнения (1) только множителем n .

Скорость движения подвижной части в нашем случае

$$\frac{d\alpha_n}{dt} = \frac{S_f \omega_0^2 n Q}{\sqrt{1-\beta^2}} e^{-\beta\omega_0 t} \left[\sqrt{1-\beta^2} \cos \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t - \beta \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t \right], \quad (3)$$

График функции $\frac{d\alpha}{dt} = f(t)$, построенный для начального одиночного импульса ($n = 1$) и случая, когда $\beta = 0,9$, а $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{2\pi}{40} = 0,157 \text{ рад/сек}$, изображен на рис. 5.

Рассматривая уравнение (3), можно сделать заключение, что характер начального участка кривой, изображенной на рис. 5, за время

t_m зависит только от члена $Q = \int_0^t i dt$.

Действительно, уравнение (3) можно представить в виде

$$\frac{d\alpha_n}{dt} = kQ_{(t)}y_{(t)},$$

где $k = \frac{S_f \omega_0^2 n}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — постоянный коэффициент;

$$y = e^{-\beta \omega_0 t} \left[\sqrt{1-\beta^2} \cos \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t - \beta \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t \right].$$

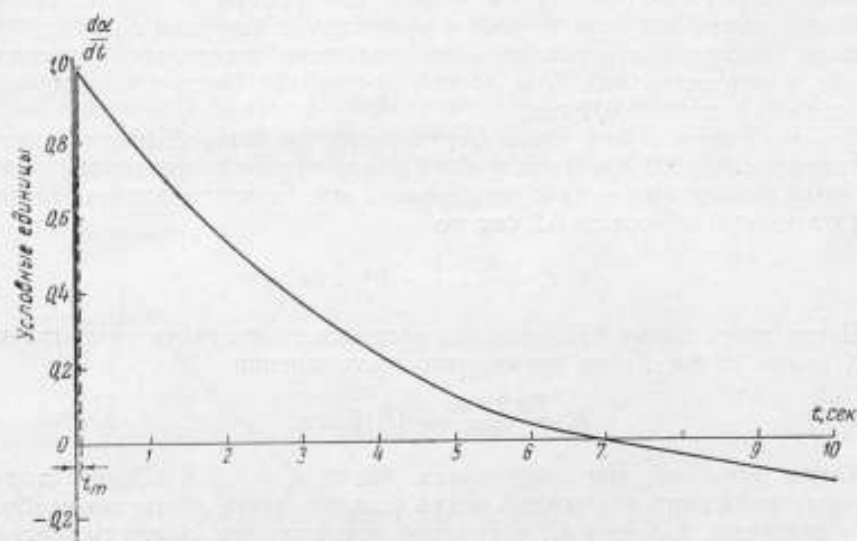


Рис. 5. График изменения скорости подвижной части гальванометра в случае одиночного импульса.

Анализ функции $y = f(t)$ для реального случая, когда $\beta = 0,9$, $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{2\pi}{28,4} = 0,2804 \text{ рад/сек}$; $\sqrt{1-\beta^2} = 0,43$; $\beta\omega_0 = 0,2524$, приводится в табл. 1.

Таблица 1

t , сек	$\beta \omega_0 t$	$e^{-\beta \omega_0 t}$	$0,43 \cos 0,12065 t -$ $-0,9 \sin 0,12065 t$	y	Приведение к 1 $\frac{k_1 y}{k_1 = 2,3255}$
0,001	0,0002524	1,0000	0,4300	0,4300	1,000
0,005	0,0012620	0,9989	0,4295	0,4290	0,998
0,010	0,0025240	0,9975	0,4289	0,4278	0,995
0,020	0,0050480	0,9950	0,4277	0,4256	0,990
0,050	0,0126200	0,9875	0,4260	0,4207	0,978
0,100	0,0252400	0,9751	0,4188	0,4084	0,950
0,200	0,0504800	0,9507	0,4085	0,3884	0,903
0,500	0,1262000	0,8814	0,3750	0,3305	0,769
1,000	0,2524000	0,7770	0,3188	0,2477	0,576
2,000	0,5048000	0,5781	0,2028	0,1172	0,273
5,000	1,2620000	0,2831	-0,1558	-0,0441	-0,103
10,000	2,5240000	0,0802	-0,6967	-0,0559	-0,130

Данные табл. 1 показывают, что при $t < 0,001$ сек $y = f(t)$ можно считать постоянной величиной и, таким образом, в этом интервале времени характер изменения $\frac{dx}{dt}$ будет определяться только членом $Q_{(t)}$.

Отсюда же следует, что время t_m , необходимое для изменения скорости от нуля до наибольшей величины, равно времени t_1 , которое требуется для нарастания количества электричества Q во вторичной цепи образца от нуля до конечной величины. С другой стороны, t_1 равно времени перехода тока I_1 от одной полярности к другой, так как в течение этого времени только и существует импульс E_2 (рис. 4).

Если конструкция переключателя позволяет совершить переход от одной полярности тока I_1 к другой достаточно быстро, то время t_m может быть меньше 0,001 сек.

Действительно, пусть длина окружности, по которой располагаются контакты, равна 200 мм, а воздушный зазор между подвижными и неподвижными контактами — приблизительно 1 мм. Если подвижные контакты делают полный оборот за 0,2 сек, то

$$t_1 = \frac{0,2 \cdot 1}{200} = 10^{-3} \text{ сек.}$$

Пусть далее длина прохождения подвижного контакта по неподвижному равна 15 мм. Тогда время этого прохождения

$$t_2 = \frac{0,2 \cdot 15}{200} = 0,015 \text{ сек.}$$

Таким образом, мы определили время $t_1 = t_m$, в конце которого скорость движения подвижной части гальванометра достигает наибольшего значения, и время t_2 , в течение которого эта скорость убывает.

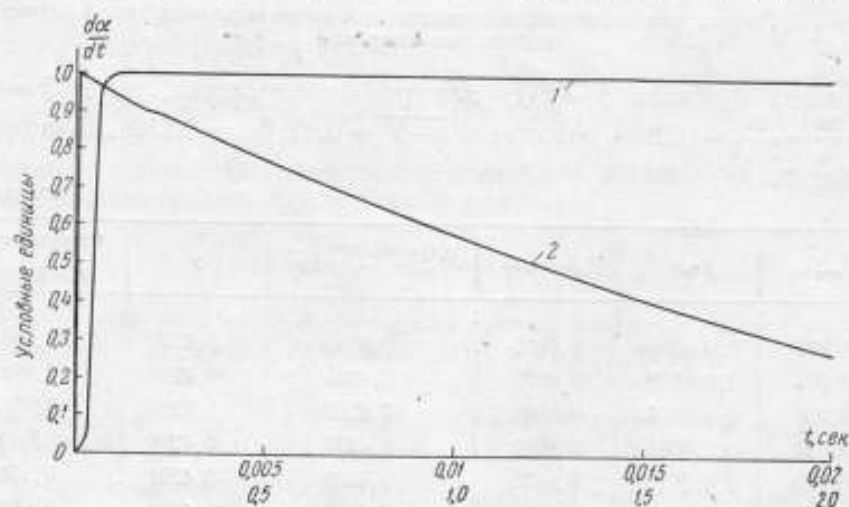


Рис. 6. График изменения скорости подвижной части гальванометра в двух масштабах.

На рис. 6 изображены в разных масштабах времени $\frac{dx}{dt} = f(t)$ для следующих данных: $T_0 = 22,4$ сек; $\omega_0 = 0,2804$ рад/сек; $\beta = 0,9$; $\sqrt{1-\beta^2} = 0,43$; $\beta\omega_0 = 0,2524$. Здесь кривая 1 соответствует масштабу времени до 0,02 сек, а кривая 2 — до 2,0 сек.

На рис. 6 видно (кривая 1), что за время $t_2 = 0,015 \text{ сек}$ скорость $\frac{da}{dt}$ по сравнению с максимальной уменьшится приблизительно на $0,7^0/0$.

По истечении времени t_2 гальванометр получит следующий импульс и кривая

$$\frac{da}{dt} = kQ_{(n)}y_{(t)}$$

в случае n переключений будет иметь вид, изображенный на рис. 7, где видно, что в начальный момент скорость нарастает от импульса к импульсу. При этом наблюдения показывают, что подвижная часть гальванометра начинает заметно двигаться ранее того, как скорость достигнет своего наибольшего значения. Другими словами, в данном случае подвижная часть гальванометра начинает движение, когда электрический процесс в ее рамке закончился только от первого импульса. Последующие импульсы E_2 на гальванометр действуют уже при движущейся подвижной части.

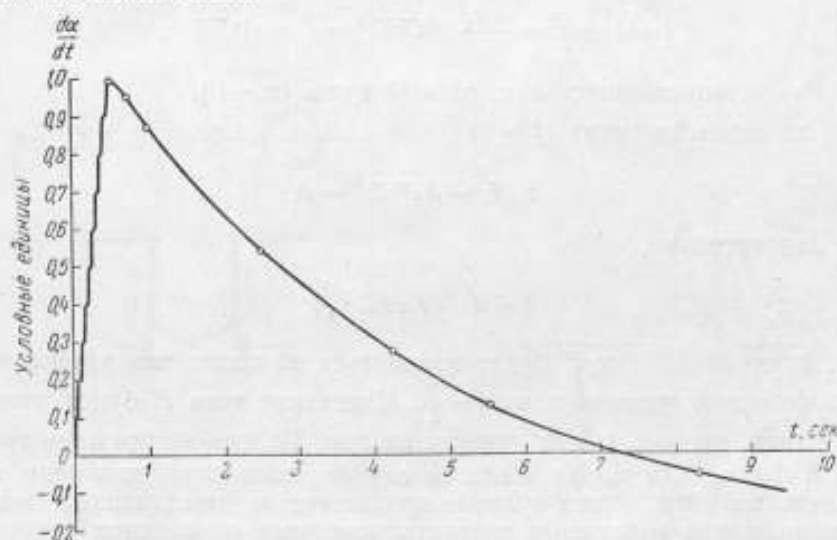


Рис. 7. График изменения скорости подвижной части гальванометра для случая n переключений первичной цепи.

Происходит это, очевидно, следующим образом: после первого импульса E_2 за время t_1 скорость подвижной части гальванометра достигает наибольшего значения $\omega_{1 \max}$, соответствующего одиночному импульсу; затем подвижная часть начинает двигаться со скоростью, близкой к $\omega_{1 \max}$ в течение времени t_2 . По окончании времени t_2 гальванометр получает второй импульс E_2 и скорость его подвижной части возрастает до $2\omega_{1 \max}$. Этот процесс будет повторяться до получения скорости $\omega = n\omega_{1 \max}$.

Следовательно, с каждым импульсом подвижная часть гальванометра будет получать толчки в направлении своего движения при возрастающей скорости этого движения.

Дополнительные погрешности метода и их уменьшение

Дополнительные погрешности нового метода будут возникать: а) от несовершенства переключателя; б) от недостаточной скорости переключений; в) от наличия т. э. д. с. в измерительной цепи.

а) Погрешности из-за несовершенства переключателя. Подвижные контакты a переключателя Π_1 , переходя с одних неподвижных контактов на другие, на короткий промежуток времени t_3 могут замкнуть последние накоротко (рис. 8). Тогда во время t_3 по первичной обмотке образца будет протекать только часть тока I_1 , определяемая соотношением между сопротивлениями контактов и обмотки. Это приведет к погрешностям, для уменьшения которых желательно, чтобы промежуток t_3 находился в области, где ток I_1 близок к нулю (рис. 9).

Из-за несовершенства переключателя в момент времени t_3 может быть и разрыв цепи (рис. 10). Такое явление тоже приведет к дополнительным погрешностям, если разрыв будет происходить далеко от момента, когда ток I_1 близок к нулю.

В случае короткого замыкания цепи r, L (рис. 11) напряжение $u = 0$, а ток

$$i = i' + i'' = \frac{u}{r} + A e^{-\frac{r}{L}t} = i' = A e^{-\frac{r}{L}t}, \quad (4)$$

где i' — установившийся ток, равный нулю ($u = 0$).

В начальный момент ($t = 0$)

$$i_{(0)} I_1 = A e^{-\frac{r}{L}0} = A. \quad (5)$$

Следовательно,

$$i = i' = I_1 e^{-\frac{r}{L}t}, \quad (6)$$

т. е. переходящий ток i'' будет изменяться по экспоненте в зависимости от постоянной времени цепи $\tau = \frac{L}{r}$. Изменение тока i'' будет тем быстрее, чем меньше τ , как указано на рис. 12, где изображены кривые 1, 2 и 3 с τ_1, τ_2 и τ_3 . Но в нашем случае, независимо от τ цепи, ток i должен перейти через нулевое положение в определенный момент времени, когда подвижные контакты оторвутся от верхних неподвижных (рис. 9). В результате ток I_1 и э.д.с. E_2 будут изменяться в соответствии с кривыми рис. 13, изображенными сплошными линиями.

Если ток I_1 за время t_m будет изменяться линейно, то график э.д.с. E_2 изменится в соответствии с пунктирной кривой. Площадь, очерченная этой кривой, по сравнению с площадью q , очерченной сплошной кривой E_2 , больше на две части площади Δq . Следовательно, погрешность от нелинейности тока I_1 в момент коммутации

$$\gamma_q = -\frac{2\Delta q}{q}. \quad (7)$$

Эта погрешность будет тем меньше, чем меньше τ , так как площадки Δq будут увеличиваться с увеличением постоянной времени.

б) Погрешность от недостаточной скорости переключений. Из-за наличия в формуле (3) множителя $e^{-\beta \omega t}$ скорость ω подвижной части гальванометра не будет увеличиваться пропорционально n . Эксперименты показывают, что в реальном случае (при $n = 120$) скорость ω может уменьшиться приблизительно на 30% по сравнению со скоростью, которая должна быть при пропорциональности между ω и n . Данные этих экспериментов приведены

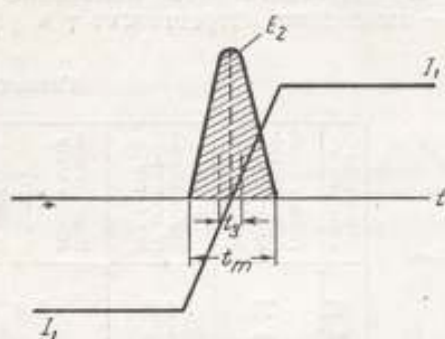


Рис. 8. Короткое замыкание неподвижных контактов подвижными в процессе коммутации.

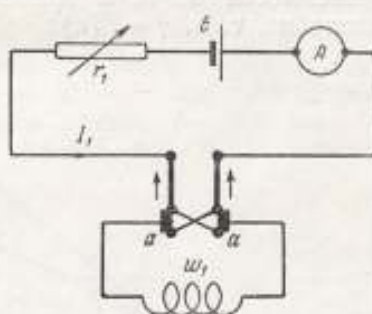


Рис. 9. Кривые изменения тока I_1 и э. д. с. E_2 в случае одиночного импульса.

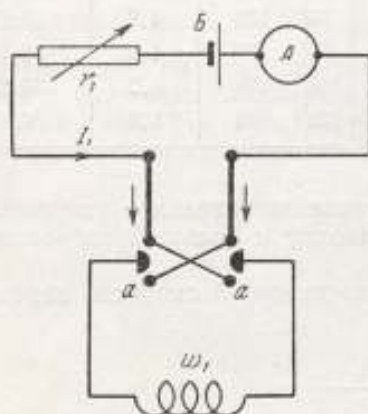


Рис. 10. Разрыв намагничивающей цепи в процессе коммутации.

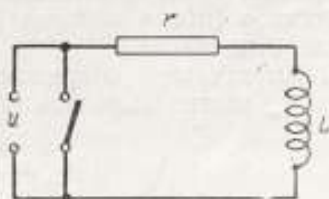


Рис. 11. Электрическая цепь r, L .

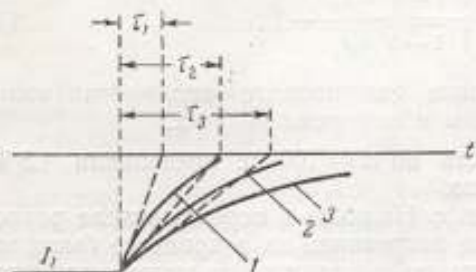


Рис. 12. Кривые изменения тока I_1 в зависимости от постоянных времени цепи.

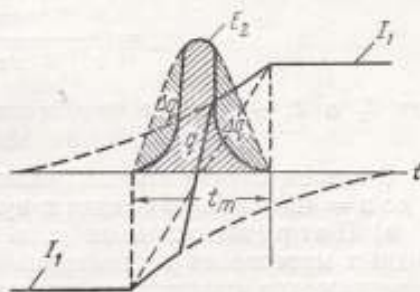


Рис. 13. Кривые изменения тока I_1 и э. д. с. E_2 в зависимости от постоянных времени цепи.

в табл. 2 и изображены кривыми на рис. 14, где прямой 1 представлено пропорциональное, кривой 2—действительное изменение ω в зависимости от n , а кривой 3—изменение погрешности γ в угле отклонения, т. е. $\gamma = f(n)$.

Таблица 2

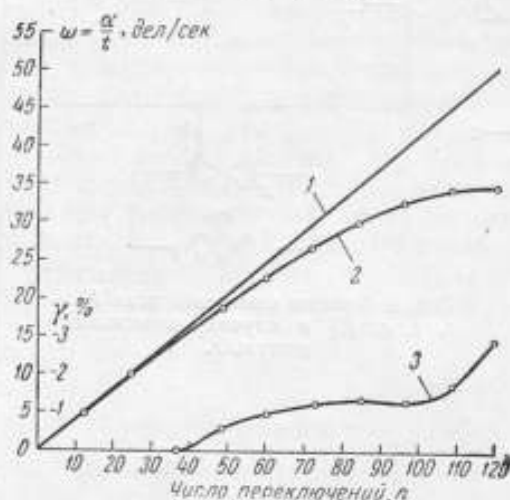


Рис. 14. Кривые изменения скорости ω и погрешности γ в зависимости от числа переключений n .

Число переключений n	Полное отклонение гальванометра α_n , дел	Время полного отклонения t_n , сек	Скорость подвижной части $\omega = \frac{\alpha_n}{t_n}$, дел/сек
12	20	4,0	5,0
24	40	4,0	10,0
36	60	4,1	14,6
48	79	4,2	18,8
60	99	4,3	23,0
72	118	4,4	26,8
84	138	4,6	30,0
96	157	4,8	32,7
108	178	5,2	34,2
120	194	5,6	34,6

Данные табл. 2 показывают, что такое значительное уменьшение скорости ω (при n порядка 100) не приводит к большой погрешности в угле отклонения.

Действительно, погрешность от недостаточной скорости переключений γ_ω можно выразить уравнением

$$\gamma_\omega = \frac{\alpha_n - n\alpha_1}{n\alpha_1} = \frac{\alpha_n}{n\alpha_1} - 1, \quad (8)$$

где α_1 и α_n —отклонения гальванометра при одном и n переключениях.

В соответствии с формулой (2)

$$\gamma_\omega = \frac{e^{-\beta\omega_0 t_n} \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t_n}{e^{-\beta\omega_0 t_1} \sin \sqrt{1-\beta^2} \omega_0 t_1} - 1, \quad (9)$$

где t_1 и t_n —времена, необходимые для полного отклонения гальванометра при одном и n переключениях.

В нашем случае эта погрешность до $n=100$ не превышала 1,5%, а до $n=40$ она была близка к нулю.

в) Погрешность от т. э. д. с. Наличие в переключателе разнородных материалов и неодинаковое нагревание их в процессе быстрого передвижения подвижного контакта по неподвижному может привести к образованию в измерительной цепи схемы т. э. д. с., которые заметно исказят результаты измерений.

Подбором материалов контактов и исключением паяк оловянным припоем в местах с неоднородной температурой погрешность от т. э. д. с. можно существенно уменьшить.

Результаты исследования новым методом малых кольцевых образцов из феррита

Пользуясь схемой рис. 3, была снята основная кривая намагничивания кольцевого образца из феррита. У этого образца были следующие размеры: наружный диаметр $d_n = 3$ мм, внутренний $d_{ин} = 2$ мм, высота $h = 1$ мм и толщина стенок $\Delta = 0,5$ мм. На образец было навито намагничивающих витков $w_1 = 10$, а измерительных $w_2 = 40$.

Данные измерений приведены в табл. 3

Таблица 3

I_1 , ма	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
n переключений	120	120	120	120	120	120	120	120	120	60
α_m , мм	5,5	14	27	46	100	152	191	219	239	129

Построенная по этим данным основная кривая намагничивания образца в условных единицах изображена на рис. 15.

Данные табл. 3 и кривая рис. 15 указывают, что новым методом подобные образцы исследуются без всяких затруднений, при этом

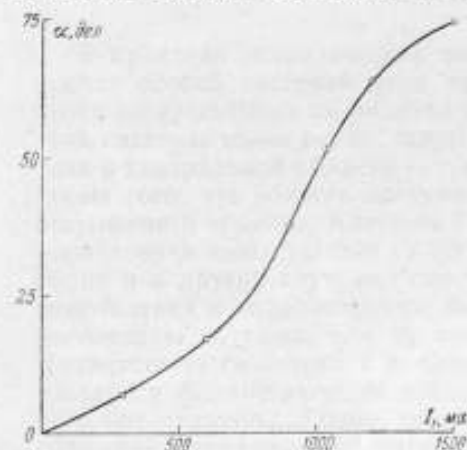


Рис. 15. Основная кривая намагничивания кольцевого образца (феррит) с наружным диаметром 3 мм.

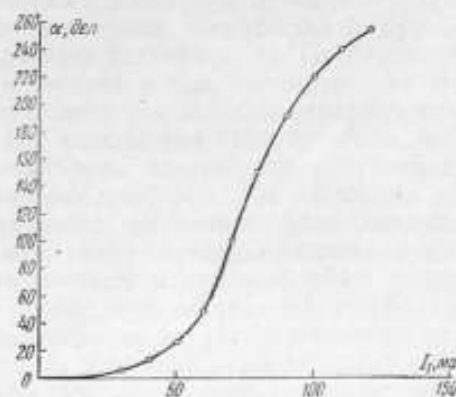


Рис. 16. Кривая $\alpha = f(w_1 I_1)$ кольцевого образца (феррит) с наружным диаметром 1 мм.

в схеме рис. 3 используется баллистический гальванометр типа М21/2. Чувствительность гальванометра М21/2 не особенно велика и поэтому для испытания ферритовых образцов еще меньшего размера надо использовать баллистический гальванометр типа М17/13. С этим гальванометром возможно исследовать новым методом ферритовые образцы с размерами: $d_n = 1$ мм, $d_{ин} = 0,6$ мм, $h = 0,5$ мм и $\Delta = 0,2$ мм, у которого $w_1 = 1$, а $w_2 = 10$.

Данные измерений для построения основной кривой намагничивания последнего образца приведены в табл. 4.

Таблица 4

$I_1, \text{ма}$	300	600	900	1200	1500	3000
n переключений	240	240	240	240	240	240
$\alpha_n, \text{мм}$	7	17	38	64	76	90

По данным табл. 4 построена зависимость $\alpha = f(w_1 I_1)$, которая изображена на рис. 16.

Повторные измерения подтвердили полученные результаты и указали на пригодность нового метода для испытания очень малых по размерам ферритовых образцов, используя обычные баллистические гальванометры отечественного производства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ellwood W. B., A New Ballistic Galvanometer Operating in High Vacuum, Rev. Sc. Instr., № 5, 1934, p. 300.
2. Арутюнов В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, ГЭИ, М.—Л., 1958.

Поступила в редакцию
23/VI 1962 г.



Ю. Г. МЕХЕЙ
ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ КВАРЦЕВОГО МАГНИТОМЕТРА ДЛЯ ПОВЕРКИ КАТУШЕК ГЕЛЬМГОЛЬЦА

В статье описывается простой магнитометрический способ определения постоянной катушек Гельмгольца. Преимуществом метода перед обычно применяемым баллистическим является то, что точность его намного выше, кроме того, он применим для катушек с очень малой постоянной катушек, намотанных очень тонкой проволокой или имеющих сплошной металлический каркас.

В практике геофизических магнитных измерений очень часто пользуются особой системой двух круговых токов, находящихся друг от друга на расстоянии их радиуса (катушка Гельмгольца). Преимущество этой системы токов перед другими состоит в том, что магнитное поле тока в центральной области катушек отличается большой однородностью, кроме того, эта область доступна для помещения туда того или иного испытуемого объекта. Катушки Гельмгольца широко используются для определения цены деления геофизических приборов, для настройки приборов и в других случаях, где требуется магнитное поле заданного направления и напряженности. Во всех таких случаях необходимо знать постоянную катушки, т. е. ту напряженность магнитного поля, которая соответствует силе тока 1 а. Определение этой постоянной обычно производится баллистическим методом, точность и чувствительность которого недостаточны. Кроме того, часто катушки Гельмгольца имеют сплошной металлический каркас, что затрудняет применение баллистического метода. В магнитной лаборатории ВНИИМ был разработан метод поверки таких колец с помощью кварцевого магнитометра, позволяющего легко измерять с большой точностью слабые магнитные поля до 100 а/м.

МАГНИТОМЕТР QHM*

Прибор состоит из трех основных частей: домика 1, зрительной трубы 2 и горизонтального лимба 3 (рис. 1).

На рис. 2 показана схема прибора. Внутри домика находится подвижная система 3. Подвижная система 3 имеет постоянный магнит 9

* Со времени изобретения в 1936 г. кварцевый магнитометр получил сокращенное название «магнитометр QHM».

длиной 10—15 мм, диаметром около 1 мм, изготовленный из магнитнотвердого сплава (например, викаллой). Магнит укреплен в трубочке из листовой латуни, которой заканчивается рамка с плоским зеркальцем. Сверху для арретирования системы к рамке приделан стержень 6 с конусообразной средней частью. В верхней части стержня имеется углубление, куда вставляется нижнее утолщение кварцевой нити (слезка 4). Верхняя слезка кварцевой нити подобным же образом вставляется в углубление квадратного стержня 5, находящегося в центре головки кручения.

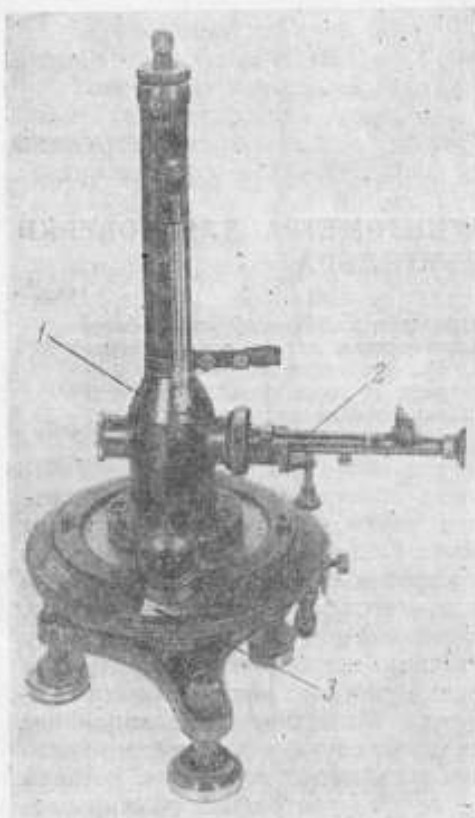


Рис. 1. Общий вид кварцевого магнитметра QHM.

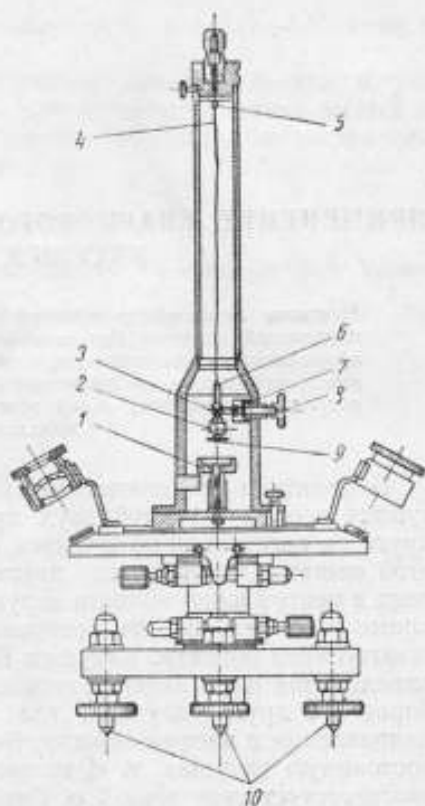


Рис. 2. Разрез и внутреннее устройство кварцевого магнитметра QHM.

После укрепления слезок нити в этих ямках, последние заполняются клеем БФ-2, и систему подвешивают в прибор. Этим путем обеспечивается правильное без перекосов сопряжение кварцевой нити с системой с одной стороны и с головкой кручения — с другой. Центральный стержень 5 головки кручения может перемещаться в вертикальной направлении в пределах 10—15 мм. В верхней части домика находится арретир с выведенной наружу головкой винта 8. Вращение этого винта заставляет сближаться или раздвигаться два арретирных блока 7 внутри домика. При сближении они захватывают коническую часть подвижной системы и, скользя по ней, немного ее приподнимают, ослабляя при этом нить, пока не захватят систему за цилиндрическую часть ее стержня. Такое арретирование с одновременным ослаблением кварцевой нити предохраняет ее от обрыва.

Внутри домика помещают термометр с пределами приблизительно от -20° до $+50^{\circ}$ С и ценой деления $0,5-1^{\circ}$ С. Домик имеет еще два отверстия: на одно навинчивается зрительная труба, другое служит для осмотра системы. В основании домика имеется демпфер I в виде чашечки из чистой меди, который можно поднимать и опускать.

Зрительная труба с фокусным расстоянием объектива 7 см и автоколлимационным окуляром имеет сетку из трех вертикальных и одной горизонтальной нити.

Предположим, что постоянный магнит прибора, подвешенный на нити с коэффициентом кручения C , первоначально занимает относительно меридиана N положение равновесия m_0 (рис. 3). В этом случае угол отклонения магнита α , а угол начального закручивания нити β . В трубе наблюдается совпадение перекрестия нитей с их отражением от зеркала 2 (рис. 2) подвижной системы. Если затем повернуть лимб с прибором по часовой стрелке на k целых оборотов (на угол $2k\pi$) и дальше до нового совпадения перекрестия с его отражением, то магнит займет второе положение равновесия m_1 ; угол отклонения станет $\alpha + \theta_1$, а угол закручивания нити $\beta + 2k\pi$.

При повороте лимба с прибором на то же число оборотов против часовой стрелки и дальше, до третьего положения равновесия m_2 , получится угол отклонения $\alpha - \theta_2$, а угол закручивания нити $2k\pi - \beta$.

Три уравнения моментов соответственно будут:

$$\mu_0 p_m H \sin \alpha = C\beta; \quad (1)$$

$$\mu_0 p_m H \sin (\alpha + \theta_1) = C(2k\pi + \beta); \quad (2)$$

$$\mu_0 p_m H \sin (\alpha - \theta_2) = -C(2k\pi - \beta), \quad (3)$$

где p_m — магнитный момент магнита.

Эти уравнения легко решаются относительно H и α :

$$H = \frac{2k\pi C}{\mu_0 p_m} \cdot \frac{1}{\sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} + \alpha \right)} = \frac{A}{\sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} + \alpha \right)} \quad (4)$$

и

$$\alpha = \frac{\sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}}{1 - \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2}}. \quad (5)$$

Если кварцевая нить предварительно хорошо раскручена, то углы отклонения θ_1 и θ_2 будут близки по величине, а угол α близок к нулю.

В этом случае для вычисления H можно пользоваться приближенной формулой

$$H = \frac{A}{\sin \varphi}, \quad (6)$$

где $A = \frac{2k\pi C}{\mu_0 p_m}$ — величина постоянная;

$\varphi = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$ — среднее из наблюдаемых углов отклонения.

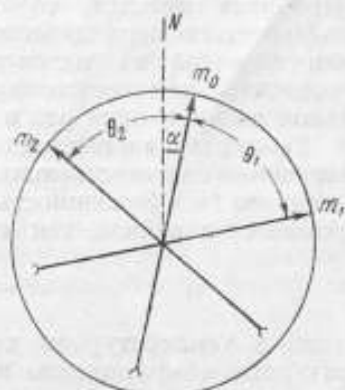


Рис. 3. Схематическое положение относительно магнитного меридиана магнита кварцевого магнитометра QHM при изменениях.

Так как постоянная A зависит от коэффициента кручения кварцевой нити и от магнитного момента постоянного магнита, которые в свою очередь зависят от температуры, а p_m , кроме того, еще зависит от времени (магнитное старение) и от индукционного действия проекции магнитного поля на направление отклоненного от магнитного меридиана магнита, то она должна для каждого такого прибора подвергаться периодической проверке в метрологическом учреждении или в одной из магнитных обсерваторий, где известна величина горизонтальной составляющей земного магнитного поля. Достаточно такой проверки один раз в год.

Температура и индукционное действие магнитного поля учитываются введением соответствующих коэффициентов температурного μ и индукционного ν . Зависимость постоянной A от этих коэффициентов считается линейной, так что

$$A = A_0 (1 + \mu t - \nu H \cos \varphi),$$

здесь в температурном коэффициенте прибора μ объединены температурные коэффициенты кварцевой нити и магнита.

Величины μ и ν определяются только один раз для каждого прибора при первой его проверке после изготовления. Коэффициентом ν чаще всего можно пренебречь, так как он очень мал для сплавов типа викаллой, из которых изготавливают магниты для магнитометра QHM. Кроме того, умножение малой величины ν еще на косинус обычно большого угла φ (порядка $60-70^\circ$) делает поправку эту ничтожно малой.

Определение постоянных A_0 и μ производится одновременно и состоит в том, что в пункте, где с достаточной точностью известна горизонтальная составляющая земного поля и ведется запись вариаций горизонтальной составляющей и склонения, производят измерения при нескольких различных температурах и решают обратную задачу, т. е. по известной горизонтальной составляющей определяют A и строят в виде прямой график зависимости этой величины от температуры. Температурный коэффициент вычисляют по формуле

$$\mu = \frac{1}{A_0} \cdot \frac{dA}{dt},$$

где величина $\frac{dA}{dt}$ определяется из графика как тангенс угла наклона прямой к оси температур;

A_0 — как ордината при $t = 0$.

Проверка катушек Гельмгольца с помощью магнитометра QHM

Измерение постоянной катушки Гельмгольца сводится к определению горизонтального поля, создаваемого катушкой при пропускании через ее обмотку постоянного тока, и к измерению силы этого тока. Так как в пункте, где производится проверка катушки, неизбежно существует еще и горизонтальная составляющая земного магнитного поля, то она также неизбежно войдет в измерения и ее необходимо будет исключить, ориентируя катушку так, чтобы поле, создаваемое в ней током, совпадало с направлением H (горизонтальная составляющая земного поля) или было ему противоположно. Тогда кварцевый магнитометр будет измерять либо сумму этих полей, либо их разность: $H_{\pm} = H \pm KI$. Когда не

требуется высокой точности, то можно, произведя эти измерения и вычтя из первого второе, получить постоянную катушки

$$K = \frac{H_+ - H_-}{2I}$$

При большей точности необходимо во время поверки ставить на запись вариометры склонения D и горизонтальной составляющей H и учитывать их показания. Для этого перед измерениями с током в катушке и после этих измерений необходимо в том же пункте произвести измерение H без тока в катушке. Это даст возможность определить для данного пункта так называемое базисное значение H -вариометра, т. е. то значение $H = H_0$, которое соответствует на магнитограмме прямой линии, записываемой неподвижным зеркальцем. Значение этой величины и цены деления H -вариометра позволяет определить, какая горизонтальная составляющая земного поля была в любой момент записи вариаций на магнитограмме. Постоянная катушки K определяется по формулам

$$K = \frac{H_+ - (H_0 + \varepsilon_H \Delta H)}{I}$$

или

$$K = \frac{(H_0 + \varepsilon_H \Delta H) - H_-}{I}$$

смотря по тому, совпадают ли по направлению вектор горизонтальной составляющей и вектор напряженности поля катушки KI или не совпадают.

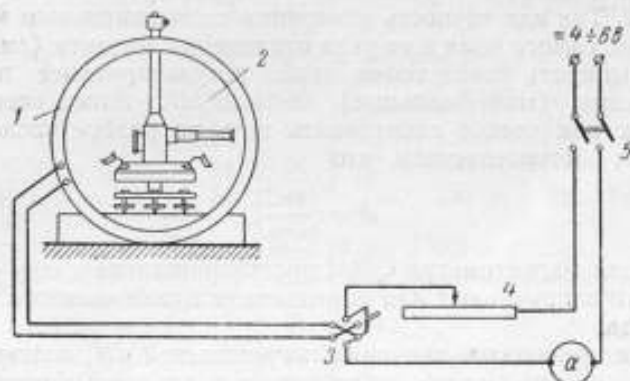


Рис. 4. Схема расположения и соединения приборов при поверке.

Схема расположения приборов при поверке показана на рис. 4, где 1 — катушка Гельмгольца; 2 — магнитометр QHM; 3 и 5 — переключатель и выключатель соответственно; 4 — реостат для изменения силы тока. Прежде всего необходимо расположить на прочном неподвижном основании поверяемую катушку и кварцевый магнитометр QHM. Лучше всего воспользоваться для этого ровной доской и отнивелировать ее с помощью уровня. Катушку следует поставить в таком положении, чтобы ось ее приблизительно совпадала с меридианом. Окончательную установку в меридиане делают позже с помощью магнитометра QHM, который следует расположить так, чтобы магнит его оказался точно в центре катушки. Необходимо для каждой половины катушки натянуть

по двум взаимно перпендикулярным диаметрам по две нитки и, визируя через них, подобрать соответствующую подставку под магнитометр QHM, чтобы магнит оказался в центре катушки. Нивелируется магнитометр тремя установочными ножками 10 (см. рис. 2), как любой теодолит. Затем надо спустить систему с арретира и дать ей успокоиться в положении «меридиан». Далее в обмотку катушки включают ток такой силы, чтобы создаваемая им напряженность поля была приблизительно равна горизонтальной составляющей земного поля и совпадала с ней по направлению. Если это совпадение неточное, то в зрительную трубу мы увидим некоторое отклонение магнита. Плавно поворачивая катушку, можно

φ в угловых градусах	$H = 10 \text{ а/м}$	$H = 20 \text{ а/м}$	$H = 30 \text{ а/м}$
25	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$15,2 \cdot 10^{-3}$	$22,8 \cdot 10^{-3}$
30	5,0	10,0	15,1
40	3,5	6,9	10,4
50	2,4	4,9	7,3
60	1,7	3,3	5,0
70	1,0	2,1	3,2
80	0,5	1,0	1,5
85	0,25	0,5	0,8

заметить, что угол отклонения при этом изменяется; соответствующим поворотом можно добиться такого положения, когда отклонения не будет. Это положение свидетельствует о совпадении полей по направлению. Таким методом легко добиться совпадения направления полей до 0,4 мин. Достижение большей точности ограничивается вариациями склонения. Когда эти подготовительные операции закончены, установка готова для измерений.

Измерения состоят в определении обычным путем суммы и разности полей H и KI . Так как точность измерения поля кварцевым магнитометром зависит от самого поля и от угла отклонения магнита (см. таблицу), то следует выбирать такие точки, чтобы результирующее поле давало углы отклонения (максимальные) больше 50° . Этого всегда можно добиться, так как можно закручивать нить на разное число оборотов, пользуясь тем обстоятельством, что

$$A = \frac{2k\pi C}{\rho_0 \rho_m},$$

т. е. постоянная магнитометра QHM пропорциональна числу оборотов k , на которое его закручивают для определения максимального угла отклонения магнита.

В таблице приводятся значения погрешностей dH , соответствующих $d\varphi = 1'$ для различных углов отклонения φ и различных полей H .

Из таблицы видно, что относительная погрешность, вносимая измерением поля при помощи магнитометра QHM, лежит в пределах нескольких сотых долей процента при углах отклонения от 50° и больше. Так как относительная погрешность постоянной K катушки зависит от относительной погрешности, с которой измеряется сила тока, то в основном погрешность значения K определяется именно этим. Рекомендуется для проверки катушек пользоваться миллиамперметром класса 0,1 или 0,2. При применении амперметров магнитоэлектрической системы во время измерений их нельзя перемещать с места на место. Также необходимо следить за тем, чтобы во время наблюдений вблизи катушки не перемещались никакие магнитные массы, а все подводящие провода должны быть свиты. Измерение тока с помощью потенциометра может повысить точность определения постоянной K . В качестве источника тока рекомендуется пользоваться стабильной аккумуляторной батареей.

Если требуются лишь небольшие токи (при большом K), можно пользоваться также сухой батареей большой емкости (например, типа 1,28-НВМЦ-525).

В заключение приведен пример измерения и обработки полученных результатов с помощью магнитометра QHM (приложение 1), пример вычисления базисного значения вариометра горизонтальной составляющей земного поля H_0 (приложение 2) и вычисления постоянной катушки Гельмгольца K (приложение 3). Все эти вычисления производятся с помощью таблиц логарифмов по формулам (4) и (5).

Приложение 1

Проверка катушки Гельмгольца

Дата: 16/1 1962 г.

Место: Магнитная станция ВНИИМ в Кавголове

Прибор для измерения поля: QHM₂

Прибор для измерения силы тока: миллиамперметр типа М-104 № 89391

Положение магнита	Время		Температура, t , С°	Отсчеты по лимбу		Наблюдаемый азимут $\frac{A+B}{2}$ в градусной мере
	ч	мин		верньер А	верньер В	
Без тока, $k = 4$						
Меридиан	13	40	—	41°30'0"	221°31'0"	41°30'30"
+ $2k\pi$	13	50	11,0	115 48 0	295 48 0	115 48 00
- $2k\pi$	14	03	11,0	327 11 0	147 13 0	327 12 00
Меридиан	14	11	—	41 29 0	221 31 0	41 30 00
Ток $I = +40$ ма, $k = 4$						
Меридиан	14	20	—	41°30'0"	221°31'0"	41°30'30"
+ $2k\pi$	14	28	11,2	98 18 0	278 19 0	98 18 30
- $2k\pi$	14	38	11,1	344 42 0	164 43 0	344 42 30
Меридиан	14	47	—	41 31 0	221 32 0	41 31 30
Ток $I = -40$ ма, $k = 3$						
Меридиан	14	57	—	41°31'0"	221°33'0"	41°32'00"
+ $2k\pi$	15	04	11,0	99 54 0	279 55 0	99 54 30
- $2k\pi$	15	13	11,0	343 12 0	163 12 0	343 12 00
Меридиан	15	21	—	41 37 0	221 38 0	41 37 30

Вычисления базисного значения вариометра

$$\varepsilon_D = 20,87 \frac{\text{угловых секунд}}{\text{миллиметр}}, A_{0,4} = 11,4366,$$

Положение магнита	Время		Температура $t, ^\circ\text{C}$	$\frac{A+B}{2}$ в градусной мере	Вариации склонения		$\frac{A+B}{2}$ приведенные к D_2
	ч	мин			мм	в градусной мере	
Меридиан	13	40	11,05	41°30'30"	+22,7	0°7'54"	41°22'36"
+2 кπ	13	50		115 48 00	+23,0	0 8 00	115 40 00
-2 кπ	14	03		327 12 00	+21,8	0 7 35	327 04 25
Меридиан	14	11		41 30 00	+20,0	0 6 57	41 23 03

* Для подсчета среднего значения аналогичные измерения повторяются минимум три раза.

горизонтальной составляющей земного поля H_0^*

$$\lambda = 0,0002045, \nu = 0, \varepsilon_H = 4,488 \cdot 10^{-4} \frac{\text{а/м}}{\text{мм}}, k = 4$$

θ_1 и θ_2	$\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$	$\frac{ \theta_1 - \theta_2 }{2}$	α	$\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} + \alpha$	ΔH		$H, \text{ а/м}$	$H_0, \text{ а/м}$
					мм	а/м		
в градусной мере								
74°18'21"								
	74°18'01"	0°0'37"	—	—	+11,1	+0,0067	11,9066	11,8999
74 18 38					+18,9			

Вычисление постоянной

Положение магнита	Время		Температура $t, ^\circ\text{C}$	$\frac{A+B}{2}$ в градусной мере	Вариации склонения		$\frac{A+B}{2}$ приведенные к D_2	θ_1 и θ_2	$\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$
	ч	мин			мм	в градусной мере			
Ток $I =$									
Меридиан	14	20	11,15	41°30'30"	+21,0	0°7'18"	41°23'12"		
+2 кπ	14	28		98 18 30	+20,6	0 7 10	98 11 20	56°48'08"	
-2 кπ	14	38		344 42 30	+24,1	0 8 23	344 34 07	56°48'24"	
Меридиан	14	47		41 31 30	+25,0	0 8 42	41 22 48	56 48 41	
Ток $I =$									
Меридиан	14	57	11,00	41°32'00"	+28,1	0° 9'46"	41°22'14"		
+2 кπ	15	04		99 54 30	+31,0	0 10 47	99 43 43	58°21'29"	
-2 кπ	15	13		243 12 00	+39,0	0 13 34	242 58 26	58°22'48"	
Меридиан	15	21		41 37 30	+43,0	0 14 57	41 22 33	58 24 07	

Поступила в редакцию 23/III 1962 г.

катушки Гельмгольца K

$\frac{ \theta_1 - \theta_2 }{2}$	α	$\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} + \alpha$	ΔH		H_{\pm}	H	KI	$I_{исп}, \text{ ма}$	$K, \frac{\text{а/м}}{\text{а}}$
			мм	а/м					
+40 ма, $k = 4$									
0°0'16"	—	—	+9,2	+0,0042	13,9648	11,9046	1,7932	40,1	44,72
			+9,6				($H_+ - H$)		
-40 ма, $k = 3$									
0°1'19"	0°1'27"	0°2'46"	-19,0	-0,0102	10,0954	11,8902	1,7948	40,1	44,75
			-26,3				($H - H_-$)		

В. Ф. ВИТКОВСКИЙ, Е. А. СОКОЛОВА

ВНИИМ

ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАУССМЕТР ТИПА ЭГ-1, ОСНОВАННЫЙ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Работа выполнена в связи с развитием новых сплавов для постоянных магнитов с большой коэрцитивной силой до 400 кА/м. В статье содержится описание гausсмeтpа типа ЭГ-1, предназначенного для измерения магнитной индукции в диапазоне от 0,01 до 20 вб/м².

В практике магнитных измерений до сего времени наиболее распространенным является баллистический метод измерения напряженности постоянных магнитных полей с погрешностью измерения напряженности поля в лучшем случае в пределах $0,6 \div 0,8\%$.

К недостаткам баллистического метода относятся: длительность измерений во времени и необходимость переключения больших токов в обмотке электромагнита, связанная с медленным процессом установления потока. За последние годы нашли широкое применение новые методы, основанные на использовании различного рода датчиков, помещаемых в измеряемое поле, как, например, феррозонды и датчики, основанные на использовании эффекта Холла, метод ядерного магнитного резонанса и др. Из них наиболее простыми и отвечающими требованиям задачи являются датчики, основанные на эффекте Холла. Они имеют значительные преимущества по сравнению с феррозондовыми датчиками, так как позволяют производить измерения магнитных полей напряженностью от нескольких гектоамперов на метр до $2 \cdot 10^6$ а/м в узких зазорах (до 1—3 мм) кристаллическими датчиками и до 0,2 мм — пленочными. Они практически безынерционны, имеют высокую чувствительность, показания их в широком диапазоне частот до 10^{12} гц не зависят от частоты измеряемого параметра.

Измерителями с датчиками Холла можно производить измерения магнитной индукции в узких зазорах постоянных магнитов, электромагнитов постоянного тока, в соленоидах, а также измерять поля рассеяния на поверхностях намагниченных деталей. С помощью датчиков Холла можно также производить измерения магнитных характеристик магнитных материалов, для чего был создан прибор с непосредственным отсчетом по шкале с датчиком-зондом размерами $2,5 \times 10 \times 75$ мм. Материал датчика — германий *n*-типа, размерами $3 \times 5 \times 0,4$ мм. Пределы измерения прибора от 0,01 до 2 вб/м² (от 100 до 20 000 гс).

Краткая теория прибора

Эффект Холла, известный с 1879 г., заключается в следующем. Между боковыми гранями прямоугольной пластины, по которой проходит электрический ток, при помещении ее в магнитное поле возникает разность потенциалов.

Пластина может быть изготовлена из металла или из полупроводника. Для возникновения линейного эффекта необходимо, чтобы длина была значительно больше ширины. Разность потенциалов («напряжение Холла») зависит как от взаимной ориентации вектора напряженности поля и проводника с током, так и от их величины (рис. 1). Максимальное значение этого напряжения равно

$$U_x = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IH}{t} \cdot 10^{-8} \text{ в}, \quad (1)$$

где n — концентрация носителей тока;
 e — величина заряда, κ ;
 I — сила тока, а;
 H — напряженность магнитного поля, э;
 t — ширина пластины, см.

Подробная теория эффекта Холла в полупроводниках дана в литературе [1—4].

Разность потенциалов U_x , возникающая между двумя точками на поперечных гранях пластины полупроводника, как видно из уравнения (1), пропорциональна силе тока I , протекающего через пластину, и напряженности поля H .

Для каждого полупроводника, находящегося при одной и той же температуре, коэффициент $\frac{1}{ne}$ является постоянной величиной и называется постоянной Холла, обозначаемой R . По более точным данным, из которых видно, что имеются электроны с различными скоростями, выражение для постоянной Холла принимает вид

$$R = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{ne}. \quad (2)$$

В случае дырочного полупроводника постоянная Холла имеет положительное значение, а в электронных полупроводниках — отрицательное.

Для простоты уравнение для определения напряжения Холла может быть написано в следующем виде:

$$U_x = RIH \frac{1}{t}. \quad (3)$$

При $I = \text{const}$ напряжение Холла пропорционально напряженности магнитного поля H . Это и положено в основу метода измерения напряженности магнитного поля с помощью датчиков Холла.

Описание прибора

Как указывалось выше, прибор типа ЭГ-1 предназначен для измерения магнитной индукции в диапазоне от 0,01 до 2,0 вб/м² (от 100 до 20 000 гс), т. е. в диапазоне сильных магнитных полей. В этом диапа-

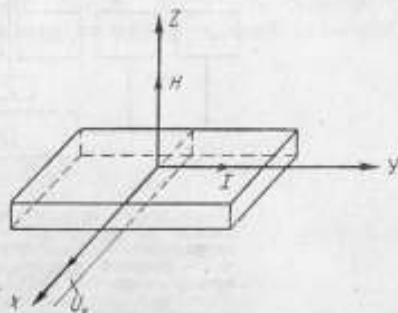


Рис. 1. Схема расположения направлений напряженности поля H , тока I и напряжения Холла U_x , возникающего при помещении пластины из полупроводника в магнитное поле, перпендикулярное к плоскости пластины.

зоне полей имеет место эффект Гаусса, заключающийся в изменении сопротивления пластины датчика в зависимости от величины магнитного поля, и изменение постоянной Холла, обусловленное как изменением сопротивления датчика, так и изменением окружающей температуры. Следовательно, в схеме прибора должны быть предусмотрены устройства, исключаящие эти явления в процессе измерения.

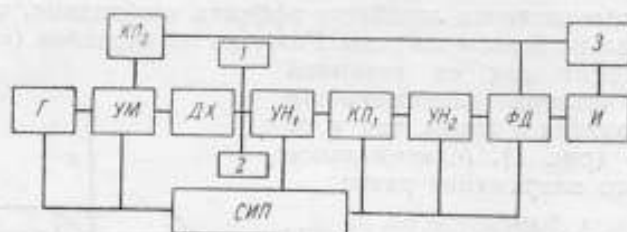


Рис. 2. Блок-схема гауссметра типа ЭГ-1.

Г — генератор синусоидальных колебаний, $f = 1000$ гц; УМ — усилитель мощности; ДХ — датчик Холла; УН₁ и УН₂ — усилители напряжения; КП₁ — катодный повторитель с делителем напряжения; ФД — фазовый дискриминатор; И — измерительный (показывающий) прибор класса 0,5; КП₂ — катодный повторитель; СИП — стабилизированный источник питания; 1 — устройство, корректирующее температурную нестабильность уравновешивания датчика Холла; 2 — устройство, компенсирующее изменение сопротивления датчика между токовыми электродами; 3 — устройство, корректирующее нелинейность, вызванную эффектом Гаусса, изменением постоянной Холла и нелинейностью анодной схемы прибора.

При проектировании электронного гауссметра типа ЭГ-1 наряду с использованием отдельных узлов схем, взятых из работ авторов [5—7], нами создана новая схема прибора.

С учетом указанных условий нами был разработан и осуществлен прибор, блок-схема которого приведена на рис. 2.

Схема прибора типа ЭГ-1

Ток частотой 1000 гц подводится к датчику Холла от генератора синусоидальных колебаний через усилитель мощности, обеспечивающий создание в цепи датчика тока в 10 ма. Генератор и усилитель мощности выполнены на двойном триоде 6Н6П-Л₁. Цепь питания датчика присоединяется к выходному трансформатору усилителя мощности, последовательно с которым включены два проволочных сопротивления типа БИГ, служащие для компенсации изменений сопротивления между токовыми электродами датчика.

Датчик Холла работает при нагрузке, близкой к режиму холостого хода. Напряжение, снимаемое с датчика, усиливается двухкаскадным усилителем напряжения, выполненным на двойном триоде 6Н2П-Л₂. Ввиду широкого диапазона измерений между каскадами усилителей включен катодный повторитель с делителем напряжения.

Катодный повторитель работает на лампе 6С1П-Л₃.

Постоянство коэффициента усиления усилителей достигается с помощью обратной связи по току. Усилители работают на фиксированной частоте 1000 гц.

Усиленное напряжение Холла подается на фазовый дискриминатор, выполненный на пентоде 6ЖЗП-Л₄ и двойном триоде 6Н2П-Л₅, работающем в режиме переключателя. Напряжение частотой 1000 гц, снимаемое с выходного трансформатора усилителя мощности, подается на катодный повторитель лампы 6Н2П-Л₆. В катодную цепь катодного повторителя

включен симметричный трансформатор. Напряжение, снятое с симметричной обмотки этого трансформатора, подается на сетки коммутирующей лампы фазового дискриминатора. В качестве измерителя (показывающего прибора) использован магнитоэлектрический прибор класса 0,5 типа ЛМ на 100 мкА с внутренним сопротивлением 1600 Ом. Шкала прибора зеркальная и имеет 100 дел. Стабилизированный источник анодного питания собран на шести полупроводниковых диодах типа Д7Ж по двухполупериодной схеме с последующей электронной стабилизацией. В схеме стабилизации регулируемым элементом является лампа 6Н6П-Л₅, регулирующим элементом схемы лампа 6Н2П-Л₆. Опорное напряжение в схеме стабилизатора обеспечивает электронный стабилизатор СГП-Л₇.

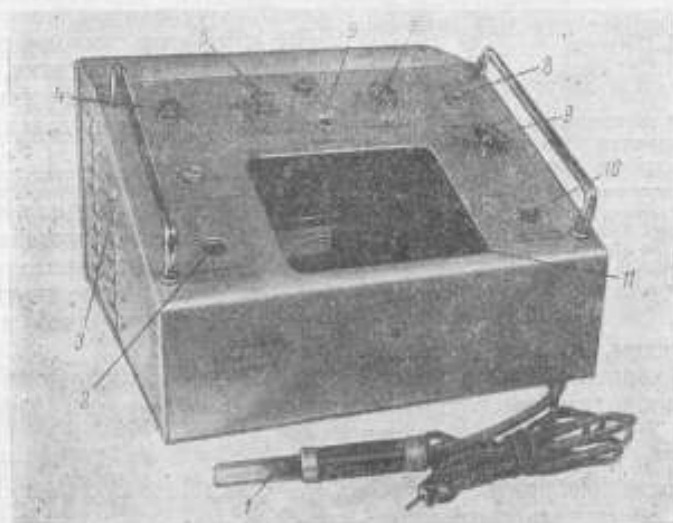


Рис. 3. Общий вид гауссметра типа ЭГ-1.

1 — зона с датчиком Холла; 2 — постоянный магнет; 3 — гауссметр типа ЭГ-1; 4 — кнопка короткого замыкания; 5 — ручка установки симметричности; 6 — тумблер переключения полярности; 7 — ручка установки экзотермальности; 8 — тумблер выключения сети; 9 — переключатель пределов измерения; 10 — экран; 11 — измерительный прибор.

Стабилизированный источник анодного питания схемы обеспечивает 200 В стабилизированного напряжения при токе нагрузки порядка 50 мА и коэффициенте стабилизации напряжения порядка $K = 70$.

Общий вид разработанного прибора показан на рис. 3.

Электронный гауссметр представляет собой сочетание датчика Холла (выносной зонд) с электронной схемой, на выходе которой включен магнитоэлектрический прибор класса 0,5 типа ЛМ. Конструктивно прибор оформлен в одном кожухе.

Габаритные размеры прибора: $350 \times 350 \times 250$ мм, габаритные размеры датчика: $2,5 \times 10 \times 75$ мм, размеры пластины датчика: $3 \times 5 \times 0,4$ мм. Материал — германий *n*-типа с удельным сопротивлением $\rho = 3,0$ Ом·см.

Прибор предназначен для работы при температуре $25 \pm 10^\circ\text{C}$ и при нормальном атмосферном давлении.

Пределы измерений прибора ЭГ-1: от 0 до $0,01$ вб/м² (0—100 гс); от 0 до $0,1$ вб/м² (0—1000 гс); от 0 до $0,5$ вб/м² (0—5000 гс); от 0 до $1,0$ вб/м² (0—10000 гс); от 0 до $2,0$ вб/м² (0—20000 гс).

Компенсация температурных погрешностей датчиков Холла

Эквипотенциальность контактов датчиков Холла определяется однородностью материала датчика, расположением контактов и их формой. Основными источниками погрешности являются изменения подвижности и концентрации носителей тока, обусловленные изменением температуры.

Наиболее существенными температурными погрешностями являются:

1) нарушение эквипотенциальности контактов датчика Холла (так называемая температурная нестабильность уравнивания);

2) изменение выходного и входного напряжений датчика, вызываемое температурными изменениями постоянной Холла и удельного сопротивления.

Практически невозможно добиться полной эквипотенциальности контактов в процессе изготовления датчиков Холла. Дополнительную разность потенциалов можно устранить, воспользовавшись одной из компенсационных схем, предложенных Куртом [6].

Для уменьшения температурной зависимости выходного напряжения датчиков необходимо уменьшить величину температурного коэффициента постоянной Холла и удельного сопротивления материала датчика. Поэтому для датчиков надо выбирать материал такой, чтобы обеспечить возможно минимальные температурные изменения параметров датчика, а не максимально высокую чувствительность.

Для германия температурные коэффициенты постоянной Холла и удельного сопротивления значительны, поэтому вызываемые ими изменения выходного напряжения датчиков необходимо компенсировать.

Имеются два пути коррекции: 1) термостатирование датчиков, которое хотя и является наиболее надежным, но влечет за собой увеличение габаритов зонда; 2) использование схем температурной компенсации, которые могут быть разделены на две группы: схемы с компенсацией, осуществляемой за счет изменения рабочего тока датчика, и схемы, в которых компенсация температурной зависимости осуществляется за счет использования термисторов, расположенных в непосредственной близости от датчика и включенных в цепь его питания или нагрузки.

Имеются два пути коррекции: 1) термостатирование датчиков, которое хотя и является наиболее надежным, но влечет за собой увеличение габаритов зонда; 2) использование схем температурной компенсации, которые могут быть разделены на две группы: схемы с компенсацией, осуществляемой за счет изменения рабочего тока датчика, и схемы, в которых компенсация температурной зависимости осуществляется за счет использования термисторов, расположенных в непосредственной близости от датчика и включенных в цепь его питания или нагрузки.

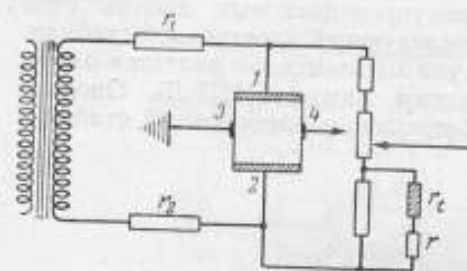


Рис. 4. Схема компенсации температурной нестабильности уравнивания датчика Холла.

r_1 — термосопротивление типа ММТ-5т; 1, 2 — токовые электроды датчика Холла; 3, 4 — электроды напряжения датчика Холла; r_T , r_2 — сопротивления типа БИГ для компенсации изменений сопротивления между токовыми электродами.

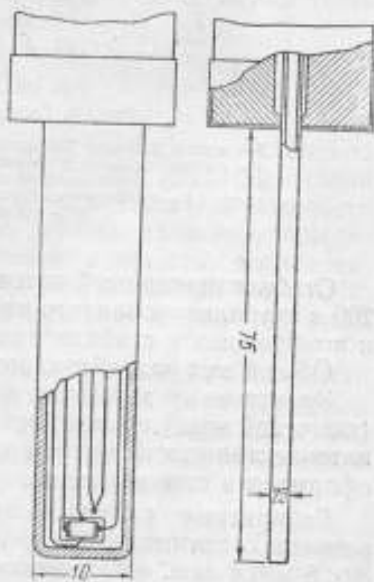


Рис. 5. Схема расположения датчика Холла и термосопротивления в оправе зонда.

При разработке гауссметра типа ЭГ-1 нами применена новая, видоизмененная схема температурной компенсации (рис. 4), позволяющая работать на датчиках из германия *n*-типа, не имеющих тех больших достоинств, которые имеют датчики, вырезанные в направлении кристаллографической оси [100].

Термосопротивление r_t , включенное параллельно к одной из диагоналей моста, эквивалентного датчику Холла, позволяет компенсировать температурную нестабильность уравновешивания датчика. Термосопротивление r_t с отрицательным температурным коэффициентом, смонтированное в зонде в непосредственной близости от пластины датчика, представляет собой микросопротивление типа ММТ-54 (рис. 5).

Изменения тока в датчике, обусловленные температурными изменениями сопротивления датчика, гасятся сопротивлениями типа БИГ, включенными последовательно в токовую цепь датчика Холла.

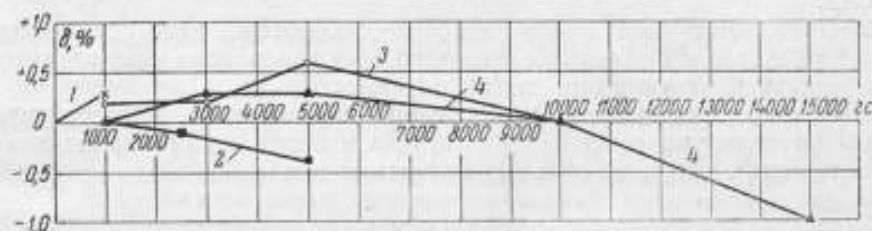


Рис. 6. График погрешностей гауссметра типа ЭГ-1.

1 — предел 1000 гс; 2 — предел 3000 гс; 3 — предел 10 000 гс; 4 — предел 20 000 гс.

Изменения выходного напряжения датчика при работе в сильных полях, вызываемые эффектом Гаусса, устраняются с помощью дополнительных сопротивлений, шунтирующих измерительный прибор, включенный на выходе дискриминатора. Эта схема позволяет компенсировать нелинейность датчика в сильных полях в пределах допустимой погрешности для прибора ЭГ-1, т. е. в пределах $\pm 1,5\%$.

В полях от $0,3 \text{ вб/м}^2$ (3000 гс) и выше с переходом на большие пределы измерения мы переключаем изменяем сопротивление, шунтирующее измерительный прибор. При этом чувствительность показывающего прибора изменяется таким образом, чтобы в начале шкалы (каждого предела) прибор несколько завышал показания в пределах допуска, а в конце шкалы — несколько занижал. Таким образом, показания прибора находятся в пределах допустимой погрешности на всех пределах измерения.

Регулировка шунтирующих сопротивлений производилась экспериментально в известных магнитных полях, устанавливаемых по прибору ИМИ-2, погрешность которого не превышает $0,1\%$ в неблагоприятных условиях в отношении однородности магнитного поля.

На рис. 6 приведен график погрешностей прибора ЭГ-1 в магнитных полях, значения которых устанавливались по прибору ИМИ-2.

Погрешность гауссметра типа ЭГ-1 складывается из:

- 1) погрешности магнитоэлектрического прибора $\delta_1 = \pm 0,5\%$;
- 2) погрешности, обусловленной неточностью фиксации зонда (датчика) в магнитном поле, $\delta_2 = \pm 0,2\%$;
- 3) погрешности подгонки делителя напряжения, $\delta_3 = \pm 0,05\%$;
- 4) погрешности, обусловленной нелинейностью схемы при измерениях в полях от $0,3 \text{ вб/м}^2$ (3000 гс) и выше, $\delta_4 = \pm 1,0\%$;

5) погрешности из-за температурной нестабильности уравнивания датчика, $\delta_5 = \pm 0,3\%$ на 10°C .

Суммарная погрешность измерения прибором ЭГ-1 составляет величину

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2 + \delta_4^2 + \delta_5^2} = \sqrt{0,5^2 + 0,2^2 + 0,05^2 + 1,0^2 + 0,5^2} = 1,2\%$$

Прибор ЭГ-1 может быть отнесен к приборам класса 1,5.

Выводы

1. Разработанный гауссметр типа ЭГ-1 представляет собой сочетание датчика Холла (выносной зонд) с электронной схемой, в результате которого создан прибор класса 1,5 для измерения индукции сильных магнитных полей в зазорах от 3 мм и выше, а также для снятия их топографии.

2. Преимуществами этого прибора являются: непосредственный отсчет по шкале и применение фазового дискриминатора, позволяющего производить измерения при любой полярности.

3. В приборе применены новая схема компенсации температурной нестабильности уравнивания датчика и новая схема выравнивания характеристик датчика в сильных магнитных полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стилбанс Л. С., Гальваномагнитные явления, Сборник статей «Полупроводники в науке и технике», т. 1, изд. АН СССР, М.—Л., 1957, стр. 133.
2. Жузе В. П., Регель А. Р., Технические применения эффекта Холла, вып. 11, Институт полупроводников АН СССР, Л., 1957.
3. Соминский М. С., Полупроводниковый датчик Холл-эффекта, «Вестник АН СССР», т. 1, 1957, стр. 48.
4. Шокли В., Теория электронных полупроводников (перевод с английского), ИЛ, М., 1953.
5. Воейков Д. Д., Методы повышения стабильности уравнивания датчиков Холла, ЖТФ, т. 28, вып. 10, 1958, стр. 2348.
6. Kührt F., Eigenschaften der Hallgeneratoren, Siemens Zeitschrift, Bd. 28, № 8, 1954, S. 370.
7. Воейков Д. Д., Компенсационный магнитометр с термостатированным датчиком Холла, ПТЭ, № 4, 1959, стр. 100.
8. Сунь-Су-Фо, Измерение мощности посредством полупроводниковых приборов, Госэнергоиздат, М.—Л., 1958.

Поступила в редакцию
23/VI 1962 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Е. Н. Чечурина. Международная система единиц в практике магнитных измерений	5
В. И. Зингерман, В. Н. Сепетый, Г. К. Ягола. Абсолютные определения гиромангнитного отношения протона в сильных магнитных полях	17
В. Л. Курци, И. А. Оралова, Н. Г. Чернышева. Дифференциальный калориметр	39
А. Л. Грохольский, А. Ф. Кугаевский. Расширение частотного предела применимости высокочастотных пермеаметров	53
А. З. Векслер, Н. В. Пеньков. Исследование аппарата для определения кривой намагничивания электротехнической стали в слабых полях	59
П. Н. Горюнов. Новый высокочувствительный баллистический метод испытания ферромагнитных материалов	73
Ю. Г. Мехей. Применение кварцевого магнитометра для поверки катушек Гельмгольца	85
В. Ф. Витковский, Е. А. Соколова. Электронный гауссметр типа ЭГ-1, основанный на использовании эффекта Холла	94

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. ред. *Р. Г. Польская*

Корректор *Л. Н. Кири*

Подписано к печати 19/II-63

Уч.-изд. л. 8,6

Формат бумаги 70×108¹/₁₆

Печ. л. 6,25

М-22120

Тираж 2000 экз.

Заказ 1713

Картфабрика ВМФ

Цена 60 коп.