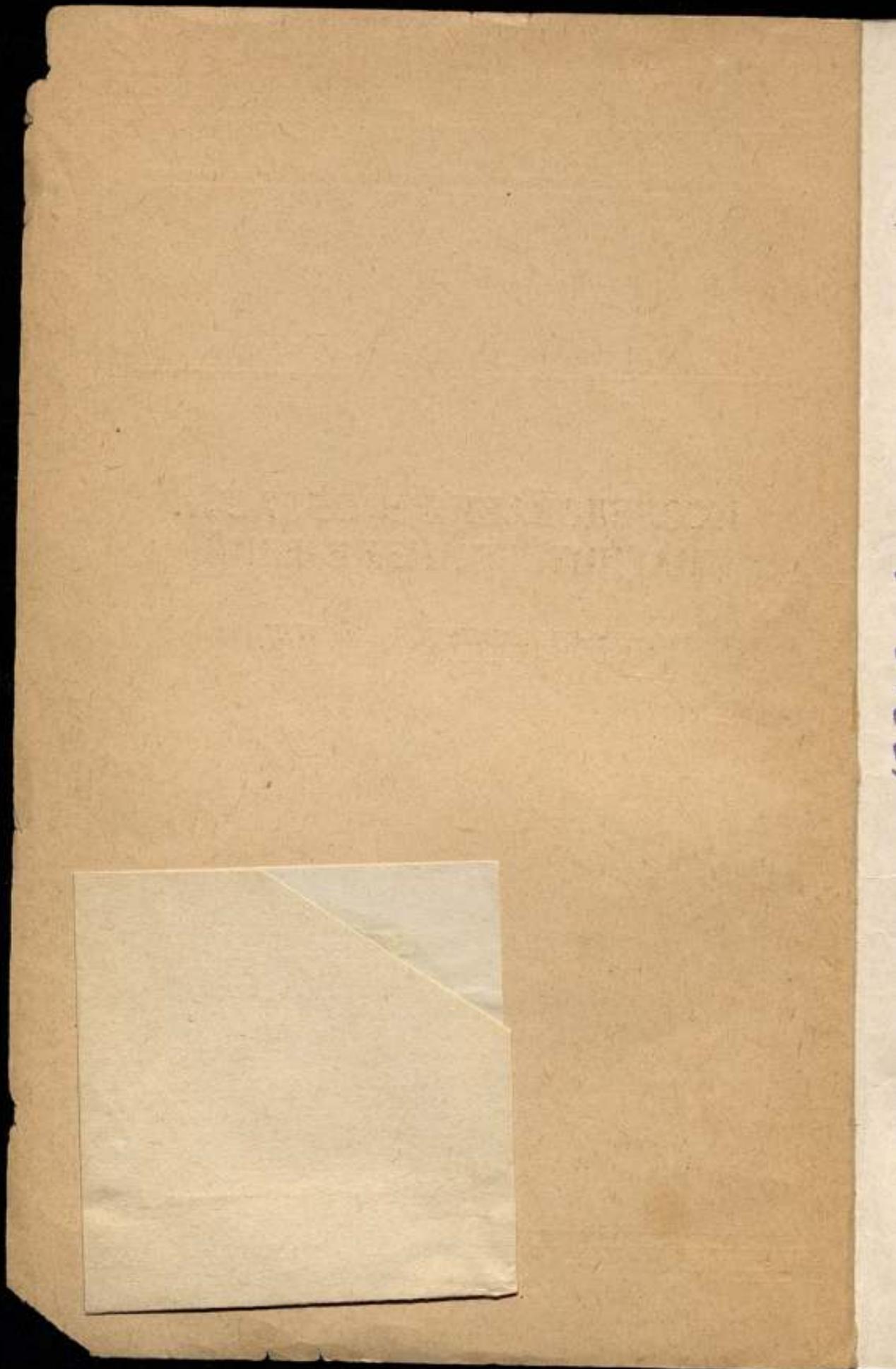


КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ**
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА
ВЫПУСК 43(103)

СТАНДАРТГИЗ
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1960



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 43 (103)

Под редакцией
канд. техн. наук **Е. Т. ЧЕРНЫШЕВА**



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТГИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1960

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

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник охватывает работы магнитной лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д. И. Менделеева в Ленинграде, выполненные в основном в период 1957—1959 гг.

Сборник открывается статьями, посвященными воспроизведению единиц магнитных измерений эталонами и образцовыми мерами.

Здесь можно отметить в первую очередь статью Е. Т. Чернышева и проф. Е. Г. Шрамкова, рассматривающую ряд путей воспроизведения магнитных единиц, опирающихся на различные исходные принципы построения эталонов. Статья приводит к выводу о необходимости пересмотра существующих в советской метрологии позиций и необходимости строить всю поверочную схему в области магнитных измерений, опираясь на метод ядерного протонного резонанса.

Логическим развитием этих новых идей являются две статьи проф. Б. М. Яновского и научных сотрудников Н. В. Студенцова и Т. Н. Тихомировой о применении метода ядерного резонанса в метрологической практике.

Работы ассистента кафедры физики ЛМПИ Л. К. Жуковской и Н. Г. Чернышевой и Ю. Г. Мехея посвящены воспроизведению единиц напряженности магнитного поля и магнитного момента в форме соответствующих образцовых мер.

Наряду с эталонными работами важнейшим разделом в практике магнитных измерений являются исследования в области измерений магнитных свойств ферромагнитных материалов в переменных магнитных полях широкого диапазона частот.

Пять работ в сборнике относятся к методике определения магнитных характеристик нормальных образцов как листовых ферромагнитных материалов, так и ферритов в диапазоне частот до 10^6 гц при намагничивании чисто переменными полями и переменными полями при наложении на них постоянных полей.

В ряде статей дается описание новой аппаратуры, предложенной лабораторией и уже осуществленной на опытном заводе ВНИИМ.

Статья Е. Т. Чернышева, Н. Г. Чернышевой и Е. Н. Чечуриной излагает результаты межлабораторных сличений образцовых магнитных материалов и магнитных мер на некоторых предприятиях СССР, проводившихся магнитной лабораторией в соответствии с ранее установившейся практикой. Эта статья дает в известной степени представление об уровне точности магнитных измерений в СССР.

Все статьи сборника, составленные несколькими авторами, подписаны фамилиями, расположенными в алфавитном порядке.

В значительной части экспериментальных работ по исследованию магнитных материалов на переменном токе участвовала старший техник Л. В. Семенова.

Редактор

Е. Т. ЧЕРНЫШЕВ, Е. Г. ШРАМКОВ

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМ ПЕРЕДАЧИ ЗНАЧЕНИЙ МАГНИТНЫХ ЕДИНИЦ

В статье рассматривается вопрос осуществления верхних звеньев поверочной схемы в области магнитных измерений, а именно выбор основных эталонов или эталонных методов воспроизведения единиц напряженности магнитного поля и магнитного потока и методы передачи их значений образцовым и рабочим мерам.

Повышение точности с учетом практической целесообразности передачи верных размеров единиц рабочим мерам и приборам является основной метрологической задачей во всех областях измерений, в том числе и в области магнитных измерений.

Эта область измерений, являясь достаточно развитой и обладающей своими особенностями, должна иметь свои образцовые меры и свои первичные эталоны. Можно спорить лишь о том, должны ли эти эталоны быть производными от эталонов электрических единиц или, наоборот, электрические эталоны будут подчинены им, или же те и другие будут существовать на равных основаниях. В последнем случае, естественно, не должно быть нарушения единства измерений, поскольку электрические и магнитные явления представляют две стороны одного и того же процесса.

В зависимости от выбора эталонов и образцовых мер, а также схемы передачи значений единиц рабочим мерам и приборам следует ожидать различных погрешностей на разных ступенях поверочной схемы.

С целью оценки погрешностей при проверке рабочей измерительной аппаратуры было произведено сопоставление различных способов передачи значений магнитных единиц.

Воспроизведение единиц наиболее целесообразно осуществлять для тех величин, которые наряду с физической значимостью имеют и наибольшее практическое значение. В области магнитных измерений к таким величинам следует отнести напряженность магнитного поля и поток магнитной индукции.

Для воспроизведения этих единиц, нам кажется, могут быть использованы следующие пути:

1) определение размеров единиц расчетом на основе измерения геометрических размеров обмоток соответствующих катушек эталонов, числа витков этих катушек и силы питающего тока;

2) установление размеров единиц экспериментально — измерением одним из абсолютных методов напряженности поля и потока, соответствующих единице тока, питающего катушки эталона. Как и в первом случае, при воспроизведении единицы напряженности поля или потока должна измеряться сила тока, питающего катушку эталона.

Если основываться на расчетных первичных эталонах, то возможны два варианта воспроизведения единиц.

Первый вариант, когда в основе находится эталон, воспроизводящий единицу напряженности магнитного поля. Размер воспроизводимой единицы напряженности магнитного поля определяется расчетом на основе измерений геометрических размеров обмотки некоторой катушки и числа ее витков, если считать силу питающего тока равной единице (например, катушка Гельмгольца). Практически наиболее удобным параметром мер напряженности поля является «постоянная катушки», т. е. напряженность поля в центральной части катушки (в области возможно более однородного поля) при силе тока в 1 а.

Опыт расчета и изготовления катушек Гельмгольца, а также соленоидов для токовых весов и катушки взаимной индуктивности, используемой для воспроизведения абсолютным методом единицы электрического сопротивления, показывает, что погрешность расчетной постоянной (исключая погрешность измерения силы тока) катушки может быть доведена до 0,001%. Эту величину мы и примем для всех эталонов (с расчетной постоянной) при сопоставлении различных вариантов поверочных схем. Погрешность измерения силы тока компенсационным методом во всех случаях принимается одинаковой и равной 0,01%.

Эталон напряженности поля дополняется вторичной катушкой — измерительной. Расчетом определяется сумма площадей всех витков — «постоянная вторичной (измерительной) катушки», сцепляющихся с потоком в однородном поле, при силе тока в первичной обмотке в 1 а.

Погрешность в определении расчетным путем постоянной вторичной катушки, на основе опыта лаборатории, принимается равной 0,02%.

Размер единицы потока имеет своим эквивалентом произведение постоянной эталона напряженности поля на постоянную вторичной катушки. Это произведение, называемое «постоянной эталона магнитного потока», соответствует магнитному потоку, сцепляющемуся с витками вторичной обмотки, при силе тока в первичной обмотке в 1 а.

Следующий этап поверочной схемы ведет к образцовым мерам напряженности магнитного поля и образцовым мерам магнитного потока, сличаемым с эталонами с помощью той или иной измерительной цепи [1, 2].

Второй вариант, когда в основе находится эталон, воспроизводящий единицу магнитного потока. Размер воспроизводимой единицы магнитного потока определяется расчетом катушки с двумя обмотками, по данным измерения геометрических размеров этих обмоток и числу их витков, при питании первичной обмотки током в 1 а. Как указано выше, погрешность воспроизведения значения постоянной эталона магнитного потока можно оценить величиной 0,011%, где погрешность расчета постоянной составляет 0,001%, а погрешность измерения тока равна 0,01%. Такой катушкой может являться, например, катушка Кемпбелла [3, 4].

С эталоном магнитного потока сличается эталон напряженности магнитного поля в виде той или иной катушки, создающей в определенном объеме однородное поле требуемой степени. При сличении внутри катушки напряженности магнитного поля, т. е. в зону однородного

поля, помещается вторичная катушка, постоянная которой определяется расчетом по геометрическим размерам и числу витков (так же как и в первом варианте).

Следующий этап поверочной схемы такой же, как и описанный выше.

Принципиально другое решение будет при возглавлении поверочной схемы эталоном, напряженность поля (магнитный поток) которого измеряется.

Предположим, что во главе поверочной схемы находится эталон напряженности поля. В этом случае возможны две разновидности построения поверочной схемы в зависимости от метода измерения напряженности поля.

Напряженность поля создается любым источником однородного поля и поддерживается неизменной в процессе данного измерения. Магнитное поле при этом (для дальнейших сличений) должно создаваться обязательно таким устройством, которое обеспечивало бы пропорциональность между напряженностью поля и током.

Значение «постоянного источника поля» определяется методом протонного магнитного резонанса.

Напряженность магнитного поля при этом рассчитывается по формуле

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

где ω — резонансная частота;

γ — гиромагнитное отношение протона.

В Национальном бюро стандартов США в 1949 г. [5] определение гиромагнитного отношения велось путем весового уравнивания катушки с током, находившейся в поле электромагнита, в котором одновременно наблюдалось явление протонного резонанса. Численное значение γ оказалось равным $2,67523 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1} \text{ гс}^{-1}$. Суммарная погрешность измерения гиромагнитного отношения, определенная как корень квадратный из суммы квадратов составляющих погрешностей, оценивается авторами работы величиной $0,00006 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1} \text{ гс}^{-1}$, т. е. несколько больше, чем $2 \cdot 10^{-3} \%$.

Более поздняя обработка результатов определения ряда физических констант, проведенная Дюмондом и Когеном [6], дает значение гиромагнитного отношения (без поправки на диамагнетизм, так же как и в первом случае), равное $(2,67520 \pm 0,00008) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1} \text{ гс}^{-1}$ с погрешностью около $3 \cdot 10^{-3} \%$.

Если рассматривать гиромагнитное отношение как общепринятую константу, то для погрешности определения напряженности поля эталона (при измерении методом протонного резонанса) можно принять величину $3 \cdot 10^{-3} \%$ (где погрешность значения гиромагнитного отношения равна $2 \cdot 10^{-3} \%$ и погрешность измерения частоты соответствует $1 \cdot 10^{-3} \%$), а погрешность в определении «постоянного эталона» возрастает еще на величину (обусловленную измерением силы тока), которая была принята нами равной $0,01 \%$.

Для эталона магнитного потока эта погрешность возрастает еще на $0,02 \%$ за счет погрешности определения постоянной вторичной катушки, помещаемой в катушку эталона напряженности поля.

В дальнейшем передача значений магнитных единиц осуществляется с помощью образцовых мер напряженности магнитного поля и магнитного потока, подобно тому, как это имело место, когда исходными были расчетные эталоны.

Способ определения постоянной эталона сравнением напряженности поля катушки эталона с напряженностью поля Земли (горизонтальной составляющей) абсолютным методом Гаусса — Ламона не рассматривается ввиду того, что его точность по сравнению с другими значительно ниже допустимой для воспроизведения соответствующей единицы [7].

Возможно также построение поверочной схемы, если взять за основу катушку взаимной индуктивности (как меру магнитного потока) и определять ее постоянную через электрическое сопротивление и частоту тока абсолютным методом.

Погрешность воспроизведения единицы магнитного потока в этом случае, как показывает анализ, может быть оценена в 0,013% (где погрешность измерения тока составляет 0,01%, а погрешность определения постоянной катушки взаимной индуктивности равна 0,003%).

Наконец, возможен такой вариант, когда в качестве первичных эталонов используются два расчетных эталона: напряженности магнитного поля и магнитного потока. Первый из них служит только для определения гиромангнитного отношения методом протонного магнитного резонанса. Этот же метод применяется и для определения постоянных мер напряженности поля на всех звеньях поверочной схемы.

Передача же значений единицы магнитного потока от первичного расчетного эталона магнитного потока осуществляется путем сравнения с этим эталоном образцовых мер магнитного потока, а этих последних — с рабочими мерами.

Для обеспечения при сличениях наименьшей погрешности первичный эталон и образцовые меры должны иметь одинаковые номинальные значения постоянной.

Сопоставление всех рассмотренных вариантов поверочных схем для мер магнитного потока и для мер напряженности поля произведено в таблице.*

При сопоставлении погрешностей, приведенных в таблице, принималось, что сличаются меры магнитного потока с одинаковыми номинальными значениями постоянной (погрешность сличения 0,01%), а меры напряженности поля — с разными номинальными значениями постоянной (погрешность сличения 0,05%).

Проведенное сопоставление рабочих мер напряженности магнитного поля и магнитного потока для нескольких вариантов передачи значений магнитных единиц от первичного эталона рабочим мерам и приборам показывает, что наибольшего внимания заслуживает схема, в основе которой лежат два эталона: эталон единицы напряженности магнитного поля и эталон единицы магнитного потока. Численные значения постоянных эталонов определяются расчетом по измеренным геометрическим размерам катушек и числу витков их обмоток. При этом расчетный эталон единицы напряженности магнитного поля используется только для определения гиромангнитного отношения протона. Постоянные мер напряженности поля на всех ступенях поверочной схемы определяются методом протонного магнитного резонанса.

Что же касается постоянных мер магнитного потока, то на всех ступенях поверочной схемы они определяются разностным баллистическим методом. При такой поверочной схеме обеспечивается наименьшая погрешность определения постоянных для магнитных мер. В частности, для образцовых мер магнитного потока и напряженности поля эта

* Погрешность дается двузначным или трехзначным числом лишь для того, чтобы можно было проследить процесс суммирования.

Исходные положения поверочной схемы	Погрешность для мер напряженности поля, %					Погрешность для мер магнитного потока, %				
	воспроизведение постоянной эталона	передача образцовым мерам	значения постоянной образцовых мер	передача рабочим мерам	значения рабочих мер	воспроизведение постоянной эталона	передача образцовым мерам	значения постоянной образцовых мер	передача рабочим мерам	значения рабочих мер
Расчетный эталон напряженности поля	0,011	0,05	0,061	0,05	0,111	0,031	0,01	0,041	0,01	0,051
Эталонная катушка, напряженность поля которой измеряется методом протонного магнитного резонанса; гиромагнитное отношение определено с погрешностью $2 \cdot 10^{-10}/0$	0,013	0,05	0,063	0,05	0,113	0,033	0,01	0,043	0,01	0,053
Расчетный эталон магнитного потока	0,081*	0,05	0,131	0,05	0,181	0,011	0,01	0,021	0,01	0,031
Расчетный эталон напряженности поля (с помощью которого определяется гиромагнитное отношение и в дальнейшем во всех являемых измерениях постоянных мер напряженности поля ведется методом протонного магнитного резонанса)	0,002**	0,013***	0,013	0,022****	0,022	—	—	—	—	—
Эталон магнитного потока в виде катушки взаимной индуктивности, который сравнивается абсолютным методом с электрическим сопротивлением и частотой тока	0,033	0,05	0,083	0,05	0,133	0,013	0,01	0,023	0,01	0,033

* Эталон напряженности поля создается вторичной расчетной катушкой и в таком виде сравнивается с эталоном магнитного потока вуденным баллистическим методом (погрешность сличения 0,05%), погрешность постоянной вторичной катушки — 0,05%.

** Эталон имеет погрешность, пропорциональную 0,02%, создаваемую из погрешности расчета (0,001%) и погрешности измерения тока (0,001%). Гиромагнитное отношение считаем определенным с погрешностью 0,002% (погрешность измерения частоты протонного резонанса).

*** Погрешность измерения частоты при использовании метода протонного магнитного резонанса принята равной 0,001%.

**** Погрешность измерения частоты принята равной 0,010%.

погрешность оценивается соответственно величинами 0,02 и 0,01%, для рабочих мер напряженности поля — 0,02%, а для рабочих мер магнитного потока — 0,03%. Эта схема и принята ВНИИМ.

В соответствии с этим во ВНИИМ и в ХГИМИП ведутся работы по определению гиромагнитного отношения протона. Одновременно во ВНИИМ создается группа катушек типа Гельмгольда, значения постоянных которых определяются расчетным путем. Эти катушки будут использованы в качестве первичного группового эталона единицы напряженности магнитного поля при определении гиромагнитного отношения протона. Разработана аппаратура для измерения напряженности поля методом протонного магнитного резонанса, применяемая для определения постоянной мер напряженности поля. Ведутся работы по созданию первичного эталона магнитного потока в виде катушки взаимной индуктивности, постоянная которой определяется расчетным путем по геометрическим размерам катушки и числу витков ее обмоток.

В результате этих работ в СССР будет создана более совершенная метрологическая база магнитных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шрамков Е. Г., Чернышев Е. Т., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956.
2. Шрамков Е. Г., Соколова Е. А., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956.
3. Яновский Б. М., Горбацевич С. В., Волков Н. А., Труды ВНИИМ, вып. 15(75), 1953.
4. Dye D. W. and Hartshorn M. L., The National Physical Laboratory collected Researches, v. XXI, 1929.
5. Thomas I. L., Peterson C., Cooter I. L. and Kotter F. R., J. of Research of the Nat. Bureau of Standards, v. 43, № 4, October, 1949.
6. Du Mond J. W. M. and Cohen E. R., Rev. of Mod. Phys., v. 25, № 3, 1953.
7. La Cour D., Met. Inst. Comm. Mag., № 15, 1936.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

Л. К. ЖУКОВСКАЯ, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА

ОБРАЗЦОВАЯ МЕРА НАПРЯЖЕННОСТИ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Статья посвящена разработке и исследованию образцовой меры напряженности слабых магнитных полей (до 1 э) в виде колец Гельмгольца, предназначенной для поверки и градуировки измерителей напряженности малых магнитных полей. Кольца Гельмгольца, кроме основной обмотки, имеют две дополнительные — для компенсации напряженности составляющих вектора напряженности магнитного поля Земли и его вариаций.

В современной технике широко распространены приборы, предназначенные для измерения напряженности слабых магнитных полей, а также для обнаружения и измерения неоднородностей магнитного поля Земли. К ним относятся различные измерители напряженности магнитного поля, в частности, широко используемые для нужд геологоразведки. В связи с этим задача создания источника слабых магнитных полей с целью градуировки и поверки приборов и устройств, предназначенных для измерения напряженностей поля от нескольких гамм (10^{-5} э) до единиц эрстед, является достаточно актуальной.

Основными требованиями, предъявляемыми к такому источнику поля, являются: точное знание величины напряженности поля, его однородность в достаточно большом объеме и стабильность в период поверки прибора.

При работе в слабых магнитных полях допустимые погрешности могут быть соизмеримы по величине с вариациями напряженности магнитного поля Земли, в связи с чем возникает необходимость при градуировке и поверке приборов либо учитывать влияние вариаций на поле источника, либо исключить их.

Среди различных источников магнитных полей [1—5] кольца Гельмгольца более других удовлетворяют поставленным выше требованиям.

Некоторые авторы предлагают системы с большим числом контуров, обеспечивающие заданную степень однородности в несколько большем объеме, чем кольца Гельмгольца. Однако в данном случае, имея в виду, что требуется создание магнитного поля в вертикальном и горизонтальном направлениях, применение многоконтурных систем крайне затрудняет или даже делает невозможным помещение испытуемого объекта внутри такой системы.

По литературным данным [1] известно, что в центральном пространстве катушки Гельмгольца, занимаемом воображаемым цилиндром с радиусами основания в $0,1 R$ и $0,15 R$ и образующей $0,20 R$ (где R — радиус колец Гельмгольца), значения напряженности поля отличаются от значения напряженности поля в центре колец не больше чем на $0,02$ и $0,04\%$ соответственно.

Исходя из того, что наибольший размер магниточувствительной части измерителей напряженности слабых магнитных полей различных типов обычно не превышает $10-15$ см, диаметр колец Гельмгольца должен быть порядка $2-2,5$ м для обеспечения однородности поля в пределах сотых долей процента в соответствии с требованиями практики. Для исключения влияния магнитного поля Земли и его вариаций источник напряженности слабых магнитных полей должен быть снабжен компенсирующим устройством.

Установка для поверки измерителей напряженности слабых магнитных полей

Установка для создания магнитного поля известной напряженности включает в себя систему основных колец, кольца обратной связи, компенсирующее устройство, измерительный стенд и источники питания.

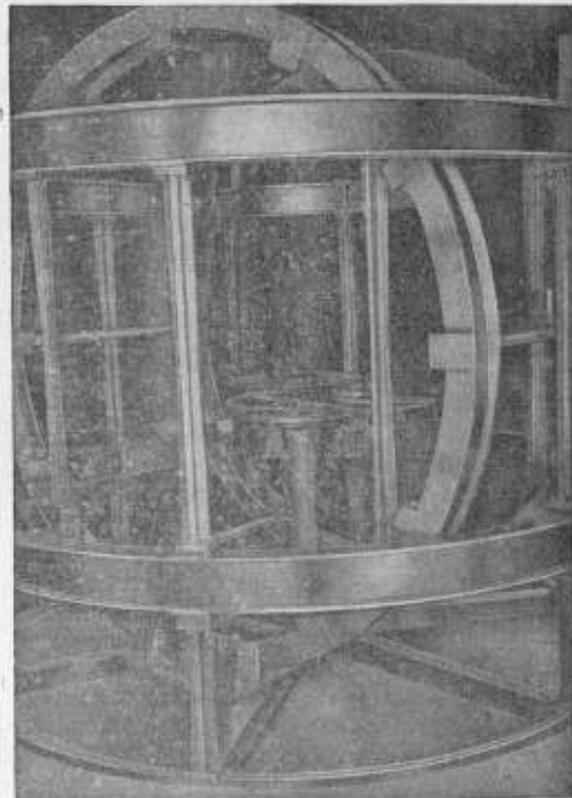


Рис. 1. Общий вид колец Гельмгольца.

Для отливки колец был использован силумин благодаря его немагнитности, прочности, стабильности во времени и негигроскопичности. Кроме того, значение температурного коэффициента расширения силумина почти совпадает с соответствующим коэффициентом для медного провода.

Измерение линейных размеров системы колец Гельмгольца показало, что их эллиптичность и конусность не превышают 1 мм. С такой же точностью соблюдено равенство между радиусами колец и расстояниями между центральными плоскостями обмоток. Общий вид системы горизонтальных и вертикальных колец Гельмгольца представлен на рис. 1, а принципиальная электрическая схема — на рис. 2. На каркас колец Гельмгольца нанесен ряд обмоток: однослойная обмотка K , создающая основное магнитное поле, обмотка K_0 для компенсации постоянного поля Земли (первая

создающая основное магнитное поле, обмотка K_0 для компенсации постоянного поля Земли (первая

компенсационная обмотка) и обмотка K_{\sim} , компенсирующая вариации магнитного поля Земли (вторая компенсационная обмотка).

Характеристика горизонтальных и вертикальных обмоток основных колец Гельмгольца приведена в табл. 1.

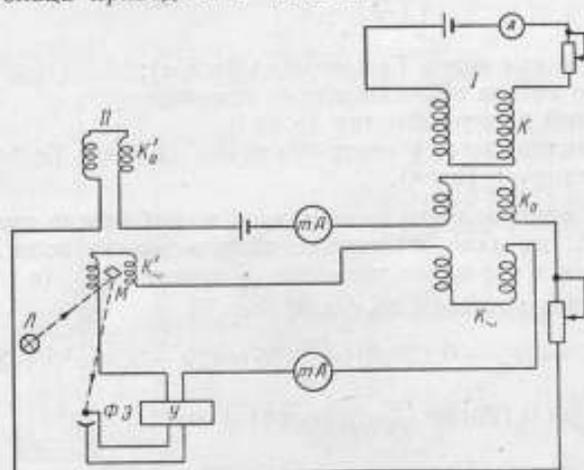


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема установки.

Таблица 1

Условное обозначение обмотки	Назначение обмотки	Число витков, ш	Диаметр проволоки с изоляцией, мм	Средний диаметр обмотки, см	Постоянная обмотки, K, Ma	Верхний предел создаваемой напряженности поля, a
I. Вертикальные кольца (расположение горизонтальное)						
K_Z	Создание поля в вертикальном направлении (основная обмотка)	139	0,74	249,46	1,0020	1,0
K_{Z_0}	Компенсация постоянной вертикальной составляющей магнитного поля Земли (первая компенсационная обмотка)	700	0,46	249,71	5,041	0,5
$K_{Z_{\sim}}$	Компенсация вариаций вертикальной составляющей (вторая компенсационная обмотка)	137	0,46	250,1	0,986	0,00150
II. Горизонтальные кольца (расположение вертикальное)						
K_H	Создание поля в горизонтальном направлении (основная обмотка)	125	0,74	220,48	1,0195	1,0
K_{H_0}	Компенсация постоянной горизонтальной составляющей магнитного поля Земли (первая компенсационная обмотка)	184	0,46	220,62	1,4998	0,15
$K_{H_{\sim}}$	Компенсация вариаций горизонтальной составляющей (вторая компенсационная обмотка)	121	0,46	220,8	0,986	0,00150

Расчет постоянных колец Гельмгольца (см. табл. 1) производился по формуле [1]

$$K = \frac{0,4\pi w R^2}{\left[\left(\frac{a}{2}\right)^2 + R^2\right]^{3/2}} = \frac{0,89918w}{R}, \quad (1)$$

где K — постоянная колец Гельмгольца (в э/а);
 w — число витков обмотки одного кольца;
 R — средний радиус обмотки (в см);
 a — расстояние между центрами колец системы Гельмгольца, равное радиусу (в см).

О степени однородности поля внутри колец можно судить на основании табл. 2, где дано отклонение напряженности поля H_x в точках с координатами x и y от ее значения в центре H_{x_0} (в %). Данные табл. 2 получены расчетом по формулам [5]

$$H_x = H_{x_0} - 0,12948r^4 \frac{Iw}{R^5} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3); \quad (2)$$

$$H_y = 0,12948r^4 \frac{Iw}{R^5} \sin \theta \cos \theta (28 \cos^2 \theta - 12), \quad (3)$$

где θ — угол между осью системы и линией, соединяющей центр системы с рассматриваемой точкой P (в град);
 r — расстояние от центра системы до рассматриваемой точки P (в см);
 H_x — составляющая напряженности поля в точке P по оси системы (в э);
 H_y — составляющая напряженности поля в точке P в направлении, перпендикулярном оси системы (в э);
 H_{x_0} — поле в центре системы (в э);
 I — сила тока (в а).

Таблица 2

$x, \text{ см}$ \ / \ $y, \text{ см}$	0	5	10	15	20
0	0	$-1,9 \cdot 10^{-4}$	$-3,0 \cdot 10^{-3}$	$-1,5 \cdot 10^{-2}$	$-4,8 \cdot 10^{-2}$
5	$-5,0 \cdot 10^{-4}$	$+8,2 \cdot 10^{-4}$	$+7,2 \cdot 10^{-3}$	$-2,2 \cdot 10^{-3}$	$-2,4 \cdot 10^{-2}$
10	$-8,0 \cdot 10^{-3}$	$-2,4 \cdot 10^{-3}$	$+2,6 \cdot 10^{-2}$	$+3,0 \cdot 10^{-2}$	$+4,0 \cdot 10^{-2}$
15	$-4,0 \cdot 10^{-2}$	$-2,8 \cdot 10^{-2}$	$+4,4 \cdot 10^{-2}$	$+6,6 \cdot 10^{-2}$	$+12,8 \cdot 10^{-2}$
20	-0,13	-0,11	-0,04	+0,07	+0,21

Примечание. Выделенные жирной линией данные таблицы соответствуют области с неоднородностью поля в пределах, не превышающих 0,02%.

Измерение силы тока и его регулирование осуществляется с помощью измерительного стенда, принципиальная электрическая схема которого приведена на рис. 3.

Питание основных обмоток катушек Гельмгольца производится от батареи с напряжением 120 в. Зажимы H и Z предназначены для вклю-

* Ввиду незначительности величины отношения толщины обмотки к ее ширине, в нашем случае поправочными членами, учитывающими влияние конечных размеров обмотки, можно пренебречь.

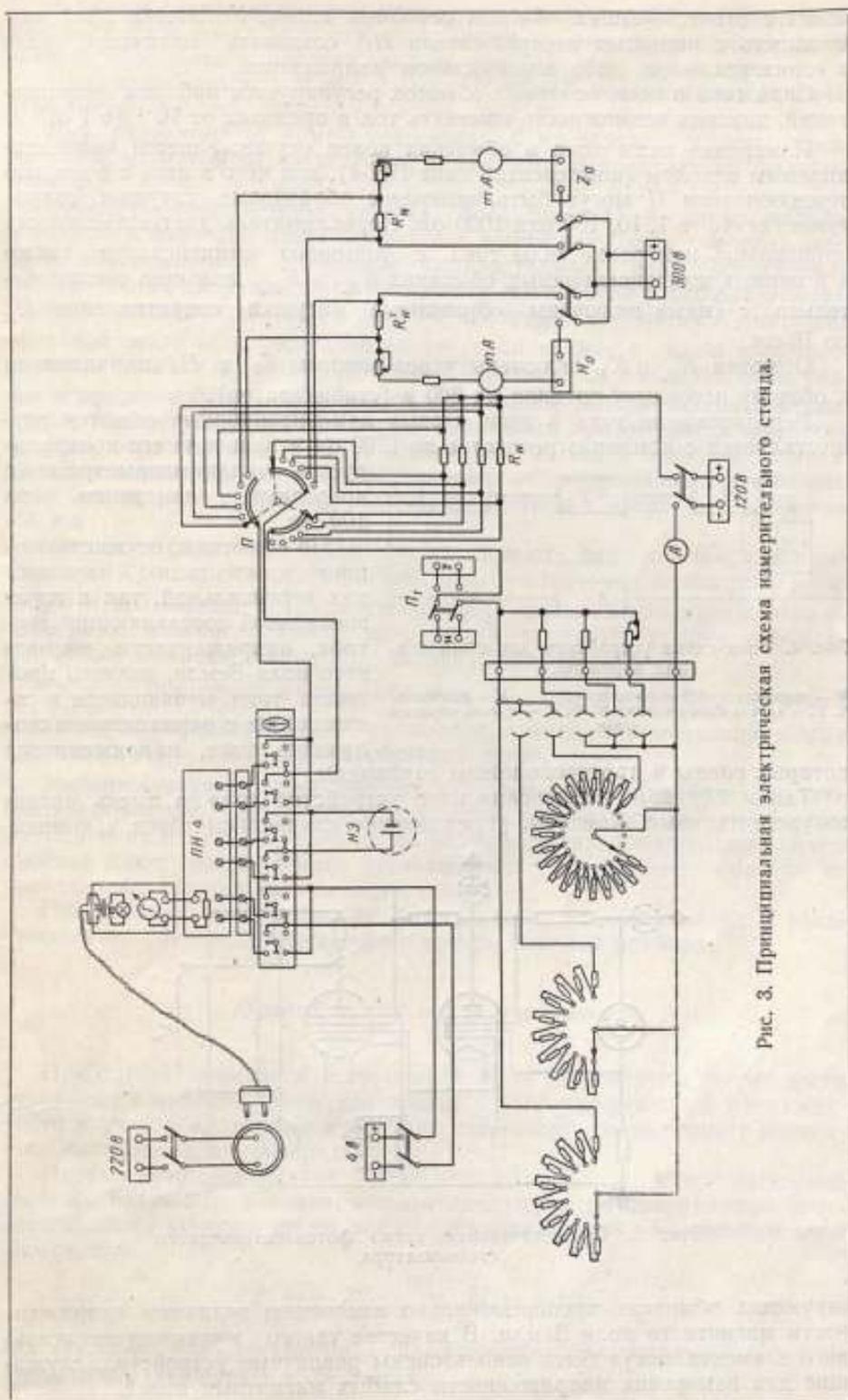


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема измерительного стенда.

чения соответствующих обмоток основных колец. Установка дает возможность с помощью переключателя Π_1 создавать магнитное поле в горизонтальном либо вертикальном направлении.

Сила тока в цепи основных обмоток регулируется набором сопротивлений, дающих возможность изменять ток в пределах от 10^{-4} до 1 а.

Измерение силы тока в обмотках колец осуществляется компенсационным методом (компенсатор типа ПН-4), для чего в цепь с помощью переключателя Π могут быть включены образцовые катушки сопротивления R_N в 1, 10, 100 или 1000 ом. Переключатель дает возможность производить измерение силы тока с помощью компенсатора также и в первых компенсационных обмотках K_{Z_0} и K_{H_0} , для чего последовательно с ними включены образцовые катушки сопротивления R'_N по 10 ом.

Обмотки K_{Z_0} и K_{H_0} включены через зажимы Z_0 и H_0 параллельно к общему источнику питания на 300 в (стабилизатор).

Регулирование тока в цепи первых компенсационных обмоток осуществляется с помощью реостатов по 1700 ом и величина его контролируется миллиамперметрами с пределами измерения на 100 ма.

По обмоткам, осуществляющим компенсацию вариаций как вертикальной, так и горизонтальной составляющих вектора напряженности магнитного поля Земли, должны протекать токи, меняющиеся в соответствии с вариациями и создающие поля, напряженности которых равны и противоположны вариациям.

Таким образом, компенсационное устройство должно иметь магниточувствительные элементы, управляющие изменением токов в компенсационных обмотках пропорционально изменению величины напряженности магнитного поля Земли. В качестве такого магниточувствительного элемента могут быть использованы различные устройства, служащие для измерения напряженности слабых магнитных полей.

Рис. 4. Блок-схема устройства для компенсации вариаций.

M — магнит; $\Phi Э$ — фотозлемент; $У$ — усилитель;
 $K. Г.$ — кольца Гельмгольца; $K. О. С.$ — кольца обратной связи.

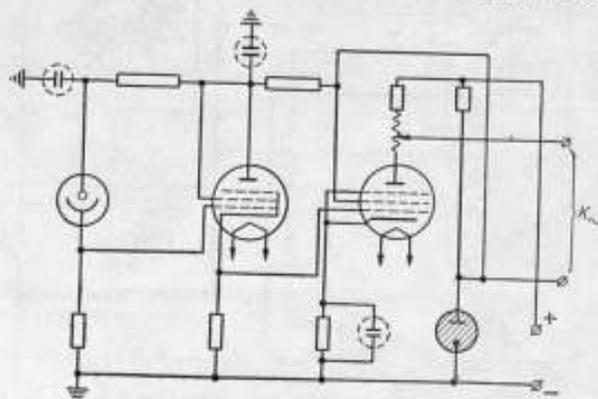
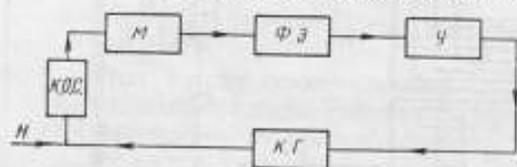


Рис. 5. Принципиальная схема фотозлектрического стабилизатора.

сирующих обмотках пропорционально изменению величины напряженности магнитного поля Земли. В качестве такого магниточувствительного элемента могут быть использованы различные устройства, служащие для измерения напряженности слабых магнитных полей.

В нашем случае применено компенсирующее устройство [6], принципиальная блок-схема которого изображена на рис. 4, а схема фотоэлектрического стабилизатора дана на рис. 5.

Постоянный магнит M вариометра H или Z использовался в качестве магниточувствительного элемента (рис. 2).

Луч, падающий от лампы осветителя L на зеркало, жестко скрепленное с магнитом M вариометра, отражается и попадает на фотоэлемент $\Phi Э$.

Площадь освещаемого участка фотоэлемента, а следовательно, и величина фототока будет меняться с изменением угла поворота магнита, обусловленного величиной горизонтальной или вертикальной составляющих напряженности магнитного поля Земли в данный момент.

Фототок после усиления в блоке $У$ поступает в обмотки K_+ катушек обратной связи $И$ и последовательно соединенные с ними компенсационные обмотки K_- основных колец Гельмгольца I и создает поле, равное и противоположное вариациям, вызвавшим поворот магнита вариометра. Магнитное поле, созданное усиленным фототоком в обмотках катушек обратной связи, будет возвращать магнит в исходное положение. Эти изменения фототока, обусловленные вариациями магнитного поля Земли, регистрируются миллиамперметром с пределом измерения $1,5 \text{ ма}$.

Катушки обратной связи также имеют две компенсационные обмотки K'_0 и K''_0 соответственно для компенсации магнитного поля Земли и его вариаций. Последовательно с первыми компенсационными обмотками основных колец включаются соответствующие компенсационные обмотки K'_{Z_0} и K'_{H_0} колец обратной связи.

Вторые компенсационные обмотки K''_{Z_0} и K''_{H_0} основных колец включаются последовательно с соответствующими компенсационными обмотками K''_{Z_0} и K''_{H_0} колец обратной связи.

Магниточувствительный элемент измерительного устройства, являющегося объектом градуировки или поверки, помещается внутри системы колец I в их центральную часть на особый столик. Специальные винты столика дают возможность устанавливать поверяемый прибор по уровню и ориентировать его вдоль оси колец.

Центральный винт позволяет регулировать высоту столика в зависимости от размеров помещаемого внутрь системы прибора.

Оценка погрешностей установки

При оценке суммарной погрешности были рассмотрены погрешности отдельных элементов схемы для создания поля определенной напряженности с учетом наличия компенсации отдельных составляющих магнитного поля Земли и его вариаций.

Первые компенсационные обмотки создают поля напряженностью H_0 и Z_0 , равные по величине и противоположные по направлению соответствующим составляющим вектора напряженности магнитного поля Земли, т. е.

$$Z_0 = -Z_3 \quad \text{и} \quad H_0 = -H_3,$$

где H_3 и Z_3 — соответственно напряженности горизонтальной и вертикальной составляющих поля Земли.

Вторые компенсационные обмотки создают поля напряженностью H_- и Z_- , соответствующие вариациям $H_{\text{вар}}$ и $Z_{\text{вар}}$ отдельных составляющих магнитного поля Земли, т. е.

$$H_- = -H_{\text{вар}} \quad \text{и} \quad Z_- = -Z_{\text{вар}}.$$

Следовательно, напряженность поля в центре колец $H_{\text{ц}}$, расположенных вертикально, может быть записана в виде

$$H_{\text{ц}} = H + H_0 + H_-, \quad (4)$$

где H — напряженность магнитного поля, создаваемого основными обмотками.

Оценим погрешности отдельных составляющих. Погрешность в определении напряженности поля, создаваемого основной обмоткой, складывается из погрешности определения постоянной K колец Гельмгольца, которая в свою очередь сводится к погрешности измерения линейных размеров и силы тока I в обмотке колец.

Оценка погрешностей постоянных K колец Гельмгольца на основании результатов измерений линейных размеров системы производилась по формуле, полученной дифференцированием формулы (1)

$$\frac{\Delta K}{K} = \sqrt{\left(\frac{2}{5} \frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{3}{5} \frac{\Delta a}{a}\right)^2}. \quad (5)$$

При условии, что диаметр колец и расстояние между ними измерены с погрешностью, не превышающей 0,2 мм, погрешность постоянных основных колец K_H , K_Z и K_{H_0} составляла 0,01%.

Постоянная K_{Z_0} получена с несколько большей погрешностью (0,025%) ввиду того, что обмотка для компенсации вертикальной составляющей магнитного поля Земли Z_0 была выполнена многослойной, что дало большую погрешность в оценке линейных размеров обмотки. Погрешность измерения компенсатором силы тока оценивается нами величиной порядка 0,02%.

Напряженность поля основных колец, таким образом, может быть известна с погрешностью

$$\frac{\Delta H}{H} = \sqrt{\left(\frac{\Delta K_H}{K_H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} = \sqrt{(0,01)^2 + (0,02)^2} = 0,022\%,$$

в случае, если постоянная колец K_H получена на основании расчетных данных по геометрическим размерам.

Погрешности напряженности полей H_0 и Z_0 , создаваемых первыми компенсационными обмотками, соответственно равны 0,02 и 0,03%.

Создание определенных значений напряженности поля H_0 и Z_0 , равных соответствующим составляющим магнитного поля Земли в данный момент, осуществлялось несколькими методами.

Напряженность магнитного поля Земли H_3 и Z_3 измерялась магнитометрами (она может быть определена также с помощью градуированных вариометров путем наблюдения отклонения светового зайчика от линии, соответствующей известному фиксированному значению напряженности магнитного поля Земли).

Зная постоянные колец K_{H_0} и K_{Z_0} , устанавливали такую силу тока в обмотке первых компенсационных колец, которая создавала напряженность поля, компенсирующую составляющие поля Земли H_3 и Z_3 .

Вторым методом осуществления компенсации является регулирование силы тока в первых компенсационных обмотках до тех пор, пока поля, создаваемые обмотками, не станут равными соответствующим составляющим поля Земли, что контролируется с помощью специального указателя, помещенного в центре системы. Таким индикатором для горизонтальной составляющей может служить, например, буссоль или магнит, подвешенный на тонкой коконовой нити с весьма малым коэффициентом кручения. Воспроизводимость осуществления компенсации поля Земли таким способом составила величину порядка $10 \cdot 10^{-5}$ э.

Разность в значениях напряженности поля H_0 , осуществленного этими двумя методами, не превышала ту же величину.

Оба метода компенсации магнитного поля Земли предполагают предварительное осуществление компенсации его вариаций от стабилизирующего устройства.

Установка вертикально расположенных колец в плоскости магнитного меридиана контролировалась с помощью кварцевого магнитометра, что дает возможность установить кольца в плоскости магнитного меридиана с погрешностью до 1'.

Для контроля достигнутой стабилизации на столик внутри колец помещался магнитометр, предназначенный для измерения той или другой составляющей поля Земли, и производился отсчет его показаний с включением и без включения стабилизирующего устройства. При этом создавались искусственные вариации обмоткой, служащей для компенсации постоянной составляющей магнитного поля Земли. Проведенная серия наблюдений в разные дни показала, что при цене деления магнитометра в 0,3 мин/гамма стабильность поля поддерживалась с погрешностью, не превышающей 1 мин, т. е. не хуже 3 гамм.

Суммарная относительная погрешность для отдельных значений напряженности поля приведена в табл. 3.

Таблица 3

Напряженность поля в центре колец, $H_0 \cdot 10^5$, э	Абсолютные погрешности измерения, $\Delta H \cdot 10^5$, э				Относительная погрешность измерений $\gamma_0 = \frac{\Delta H_0}{H_0} \%$
	ΔH	ΔH_+	ΔH_-	суммарная погрешность $\Delta H_0 = \sqrt{\Delta H^2 + \Delta H_+^2 + \Delta H_-^2}$	
100 000	20	3	3	20	0,02
50 000	10	3	3	11	0,02
15 000	3	3	3	5,2	0,03
1 000	0,2	3	3	4,2	0,4
300	0,06	3	3	4,2	1,4

Выводы

Установка, состоящая из системы колец Гельмгольца с устройством для компенсации магнитного поля Земли и его вариаций, дает возможность создавать магнитное поле известной напряженности в диапазоне $1 \div 0,003$ э с погрешностью соответственно 0,02—1,5%.

Разработанное устройство может быть использовано как образцовая мера для поверки и градуировки измерителей напряженности слабых магнитных полей и малых разностей магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М., Земной магнетизм, М., 1953.
2. Ruark A. E. and Peters M. F., J. Opt. Soc. Amer. and Rev. Sci. Instr., v. 13, № 2, 1926.
3. Barker I. R., J. Sci. Instr. and Phys. in Industry, v. 26, № 8, 1949; v. 27, № 7, 1950.
4. Rubbens S., Rev. Sci. Instr., v. 16, 1945.
5. Scott G. G. Rev. Sci. Instr., v. 28, № 4, 1957.
6. Брюнелли Б. Е., Низнев Д. А., Канониди Х. Д., Известия АН СССР (серия геофизическая), № 7, 1958.

Поступила в редакцию

16/III 1959 г.

№ п/п	Наименование прибора	Производитель	Год выпуска	Примечание
1	Магнитометр	США	1950	
2	Магнитометр	США	1950	
3	Магнитометр	США	1950	
4	Магнитометр	США	1950	
5	Магнитометр	США	1950	
6	Магнитометр	США	1950	
7	Магнитометр	США	1950	
8	Магнитометр	США	1950	
9	Магнитометр	США	1950	
10	Магнитометр	США	1950	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что магнитометры, изготовленные в США, отличаются высокой точностью измерений и надежностью в эксплуатации. Однако, при использовании этих приборов необходимо учитывать ряд особенностей, связанных с их конструкцией и принципом действия. В частности, следует обращать внимание на влияние внешних магнитных полей и температуры на показания прибора. Для обеспечения высокой точности измерений необходимо проводить регулярную калибровку прибора и использовать соответствующие поправки.

Ю. Г. МЕХЕИ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ГРУППЫ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ МАГНИТОВ

В статье изложена методика определения магнитных моментов постоянных магнитов, а также температурного и индукционного коэффициентов и их коэффициентов распределения; даны результаты измерений магнитных моментов магнитов, полученные в период 1933—1958 гг.

Групповой эталон магнитного момента впервые был создан в 1930 г. во ВНИИМ после изготовления первых четырех магнитов-эллипсоидов из закаленной кобальтовой стали [1]. В 1933 г. была изготовлена вторая партия магнитов-эллипсоидов, состоящая из восьми магнитов, изготовленных из закаленной кобальтовой стали, за исключением магнита № 7, который был сделан из вольфрамовой стали. Магниты-эталон первой группы и один магнит из второй группы были утрачены в период Великой Отечественной войны, и в настоящий момент в магнитной лаборатории имеются семь магнитов-эллипсоидов второй группы.

До 1935 г. магниты второй группы подвергались различным экспериментальным исследованиям для более детального выявления возможных погрешностей измерения и способов их устранения [2].

В 1935 г. все эллипсоиды второй группы были вновь намагничены и магнитно стабилизированы переменным магнитным полем с амплитудой, убывающей до нуля. Начиная с этого времени и до 1941 г., осуществлялись систематические определения магнитных моментов этих магнитов с целью выяснения стабильности их во времени.

В 1947 г. было произведено новое определение магнитных моментов всех имевшихся в наличии магнитов-эллипсоидов второй группы, причем магнитный момент эллипсоида № 3 измерялся абсолютным методом Гаусса — Ламона, а магнитные моменты остальных эллипсоидов — относительным методом, путем сличения их с эллипсоидом № 3. Значения коэффициентов распределения p и q устанавливались расчетным путем по геометрическим размерам эллипсоидов. Размеры эллипсоидов эталонной группы, а также температурные и индукционные коэффициенты магнитов β и γ были приняты по данным измерений 1938 г. Характер изменения магнитных моментов магнитов-эталонных второй группы с 1933 по 1958 г. иллюстрируется табл. 1.

В 1958 г. было решено вновь произвести определение магнитных моментов сохранившихся магнитов-эллипсоидов второй группы с одно-

Таблица 1

№ магнитов-взвешенных	Магнитный момент магнитов в различные годы в ед. СГС					
	1933	1935	1936	1937	1938	1939
1	576,0	—	553,6	559	555,6	июнь 534,2; ноябрь 532,6
2	1136,6	1769,2	—	1706,4	1707,0	июнь 1697,6; ноябрь 1692,4
3	1223,6	1518,2	—	1500,0	1501,1	июнь 1502,0; ноябрь 1501,5
4*	1681,6	1732,3	—	1639,9	1637,8	1636,0
5	1668,6	1509,7	—	1495,8	1496,2	1496,0
6	865,4	1383,1	—	1387,3	1388,1	1388,7
7**	—	757,5	—	757,6	758,9	758,9
8	1453,9	1590,9	1586,6	1586,6	1589,7	1589,7

Продолжение табл. 1

№ магнитов-взвешенных	Магнитный момент магнитов в различные годы в ед. СГС				
	1940	1941	1947	1957	1958
1	—	527,5	561,2	—	559,5
2	1692,7	1687,4	1687,2	—	1685,8
3	1500,0	1499,6	1483,2	1446,3	—
4*	1636,2	1627,7	1617,8	—	1529,4
5	1496,8	1496,8	1444,0	—	1445,0
6	1388,4	1388,9	1352,8	1316,3	—
7**	—	—	—	—	—
8	1589,2	1590,1	1587,7	—	1457,2

* Был случайно размагничен в 1937 г.

** Утрачен в 1941 г.

временным определением всех коэффициентов p , q , μ и ν , не подвергая магниты заново намагничиванию и магнитной стабилизации, т. е. в том состоянии, в каком они к этому времени сохранились. После закалки магниты были структурно стабилизированы путем нагревания при 100°C в течение 40 ч. Затем они намагничивались и магнитно стабилизировались переменным магнитным полем, напряженность которого уменьшалась постепенно от 50 до 0 э. Коэффициенты распределения были вычислены вновь по геометрическим размерам для каждого из семи магнитов-эллипсоидов в сочетании с малым (отклоняемым) эллипсоидом магнитного теодолита Кавголовской магнитной станции при расстоянии между центрами эллипсоидов $R = 30 \text{ см}$.

Измерения геометрических размеров эллипсоидов № 3, 6 и малого, вспомогательного, эллипсоида были выполнены с точностью до 1 мк в 1957 г. на универсальном измерительном микроскопе в лаборатории линейных и угловых измерений. * Размеры магнитов, использованные для вычисления коэффициентов распределения, приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ магнит- эллипсоидов	Магнитный момент при 20°C , M_{20} , ед. СГС	Индукци- онный ко- эффициент в полях от -3 до $+3$ э, ν	Темпера- турный ко- эффици- ент для темпера- туры $10 - 60^\circ \text{C}$, μ	Геометрические раз- меры эллипсоидов, см		Коэффициенты распределения в со- четании с малым эллипсоидом магнитного теодолита		
				большая полуось	малая полуось	p	q	β (для $R = 30 \text{ см}$)
1	559,5	0,01626	0,000219	4,994	0,4476	22,01422	261,22178	1,02478
2	1685,8	0,00333	0,000219	5,0115	0,4500	22,22175	268,28101	1,02502
3	1446,3	0,00421	0,000245	5,00834	0,44845	22,18543	267,03971	1,02498
4	1529,4	0,00377	0,000216	5,0045	0,4496	22,13805	265,42459	1,02493
5	1445,0	0,00352	0,000208	5,011	0,4485	22,21736	268,13075	1,02502
6	1316,3	0,00422	0,000249	4,96574	0,44858	21,67542	249,86231	1,02439
8	1457,2	0,00356	0,000199	5,01825	0,44825	22,30488	271,13021	1,02512
Малый эллипсоид	—	—	—	2,08624	0,29899	—	—	—

Определение коэффициентов распределения p и q для пары магнитов эллипсоидальной формы возможно двумя способами — расчетным и экспериментальным, причем экспериментальным способом по методу академика Б. Б. Голицына определяются не сами коэффициенты p и q , а некоторая их функция, зависящая еще от расстояния R между отклоняющим и отклоняемым магнитами:

$$\beta = 1 + \frac{p}{R^2} + \frac{q}{R^4}.$$

В этом виде аргументы, составляющие функцию β , и входят в формулу для определения магнитного момента методом Гаусса — Ламона. Поскольку практика лаборатории магнитных измерений ВНИИМ доказала, что экспериментальное определение величины β по своей погрешности (0,2%) не точнее определения, основанного на геометрических размерах эллипсоидов и расстояния R , а трудоемкость экспериментального метода значительно больше, чем расчетного, то решено было остановиться именно на расчетном методе.

* Для магнитов № 1, 2, 4, 5 и 8 геометрические размеры взяты по результатам определений 1938 г.

При расчете коэффициентов распределения использовались формулы, выведенные проф. Б. М. Яновским [3]:

$$p = \frac{6}{5}(a_1^2 - b_1^2) - \frac{9}{5}(a_2^2 - b_2^2);$$

$$q = \frac{9}{7}(a_1^2 - b_1^2)^2 - \frac{27}{5}(a_1^2 - b_1^2)(a_2^2 - b_2^2) + \frac{135}{56}(a_2^2 - b_2^2)^2,$$

где a_1 и b_1 — большая и малая полуоси главного магнита;

a_2 и b_2 — большая и малая полуоси вспомогательного магнита.

Вычисленные по этим формулам коэффициенты распределения p и q , а также величина β для расстояния $R = 30$ см приведены в табл. 2. Следует заметить, что эти коэффициенты относятся только к соответствующим парам магнитов.

Индукционный коэффициент γ характеризует изменение магнитного момента постоянного магнита под влиянием внешнего магнитного поля, которое не должно быть настолько большим, чтобы вызвать необратимое изменение магнитного момента. Связь индукционного коэффициента с величиной магнитного момента M_0 при поле, равном нулю, и с величиной напряженности магнитного поля выражается формулой

$$\gamma = \frac{1}{M_0} \cdot \frac{\partial M_0}{\partial H}.$$

Индукционный коэффициент может быть принят постоянным и может служить характеристикой свойства магнита изменять свой магнитный момент под действием внешнего магнитного поля, пока эти изменения обратимы, т. е. в небольшом диапазоне полей.

Для определения индукционного коэффициента существует несколько методов, два из которых описаны в книге Б. М. Яновского «Земной магнетизм» [3]. В настоящей работе использовался магнитометрический метод. Индукционный коэффициент при этом подсчитывался по формуле

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha}{KI \operatorname{tg} \alpha},$$

где α — угол, на который отклоняется магнитометр под действием отклоняющего магнита при отсутствии тока в соленоидах;

α_1 — угол, на который отклоняется магнитометр под действием отклоняющего магнита, когда он находится в поле одного из соленоидов;

K — постоянная соленоида;

I — сила тока в соленоидах.

При измерениях индукционного коэффициента использовался соленоид с постоянной $K = 218,6$ э/а. Второй точно такой же соленоид располагался в первом гауссовом положении на другой шине магнитометра, но предварительно, при токе в 10 раз большем рабочего тока, устанавливалась и проверялась взаимная компенсация полей, создаваемых соленоидами, так, чтобы магнитометр не отклонялся этим током более, чем на 1 мм шкалы магнитометра. Астатичность магнитометра также была достаточно надежной, вариации магнитного поля Земли не превышали 1 мм по шкале, причем отсчеты отклонений α и α_1 следовали друг за другом довольно быстро (через 5–6 мин) и повторялись несколько раз. Сила тока при измерениях была 0,015 а, что создавало в соленоиде поля около 3 э.

Наблюдения над отклонениями магнитометра после коммутаций тока в 0,015 а в соленоиде с помещенным в нем магнитом показали обратимость процесса воздействия поля на магнитный момент. Было установлено, что выдержка магнита под действием поля в течение 5—6 мин является достаточной, так как явление магнитной вязкости в материале при этом не проявляется.

Результаты определения индукционных коэффициентов группы магнитов-эллипсоидов также приводятся в сводной табл. 2.

Известно, что магнитный момент M постоянного магнита уменьшается с повышением температуры.

Для некоторого диапазона температур (примерно до 100°С) это изменение может быть сделано обратимым соответствующей подготовкой постоянного магнита (в данном случае выдержкой при 100°С в течение 40 ч), после чего оно может быть охарактеризовано температурным коэффициентом, который выражается формулой

$$-\mu = \frac{1}{M_0} \cdot \frac{\partial M_0}{\partial t}$$

Температурные коэффициенты магнитов определялись на том же малом астатическом магнитометре, на котором были определены индукционные коэффициенты. На одной из шин магнитометра устанавливали специальную чашку с теплоизолирующими прокладками. В центре чашки помещалась подставка из толстой медной проволоки с V-образными лагерами по концам, позволявшая укладывать испытуемый магнит так, чтобы он при измерениях находился в центре чашки и в непосредственной близости от ртутного пузырька термометра. Испытуемый магнит занимал первое гауссово положение относительно нижнего магнита астатической системы магнитометра.

Первый отсчет магнитометра производился до помещения магнита в чашку этого термостата. Через некоторое время, достаточное для того, чтобы магнит, положенный в чашку, приобрел одинаковую с окружающей средой температуру, производился второй отсчет и запись температуры и отклонения магнитометра. Затем трансформаторное масло в колбе нагревалось приблизительно до 80°С, после чего им заполняли чашку с магнитом, а всю систему плотно закрывали крышкой. Через некоторое время начинали одновременные отсчеты температуры и отклонения магнитометра.

По этим данным строились графики зависимости отклонения магнитометра от температуры магнита. Так как графики имели линейный характер, то можно было взять отклонения n_{t_2} и n_{t_1} , соответствующие самой высокой и самой низкой температурам. Температурный коэффициент магнита вычислялся по формуле

$$-\mu = \frac{1}{\alpha_{20}} \cdot \frac{n_{t_2} - n_{t_1}}{R(t_2 - t_1)}$$

где α_{20} — угол, на который отклоняется система магнитометра под действием испытуемого магнита при $t = 20^\circ\text{C}$;

R — расстояние от зеркальца магнитометра до его шкалы (в данном случае 246,5 см).

Температурные коэффициенты, полученные как среднее арифметическое из двух определений, приводятся в сводной табл. 2.

Ввиду того, что магниты-эллипсоиды пока не предполагается использовать для определения горизонтальной составляющей земного магнитного поля методом Гаусса—Ламона, то для определения их магнитных моментов решено было использовать сокращенный метод

Гаусса — Ламона, т. е. определение магнитного момента только по углу отклонения θ . Это возможно, если в пункте наблюдений ведется запись вариаций земного магнитного поля и известно базисное значение горизонтальной составляющей H_0 (подобные условия обеспечиваются в Кавголовской лаборатории).

Величина магнитного момента магнита при измерении сокращенным методом Гаусса — Ламона выражается формулой

$$M = H \frac{R^3}{2\beta} \sin \theta.$$

Для того чтобы получить выражение магнитного момента при температуре 20°C и в отсутствии внешнего магнитного поля, необходимо в эту формулу ввести поправочный член, содержащий предварительно определенные дифференциальные коэффициенты магнита (температурный и индукционный), а также коэффициент линейного расширения материала шины (латунь), взятый из опубликованных данных. Окончательная формула для определения магнитного момента сокращенным методом Гаусса — Ламона имеет вид

$$M_{20} = \frac{HR_{20}^3}{2\beta} \sin \theta [1 + 3m(\tau - 20) + \mu(\tau - 20) + \nu H \sin \theta].$$

Определение магнитных моментов производилось на магнитном теодолите Кавголовской лаборатории. Вспомогательным магнитом служил малый эллипсоид этого теодолита, отклоняющими магнитами были поочередно исследуемые магниты-эллипсоиды. Предварительно теодолит был отъюстирован, а боковые поворотные столики установлены по штабу на расстояние 30 см. Перед началом наблюдений ставилась на запись магнитограмма, производилось определение цены деления H - и D -вариометров, а также определение базисного значения H_0 горизонтальной составляющей с помощью кварцевого H -магнитометра. Затем для каждого магнита производилось по две серии отклонений.

Полученные средние значения магнитных моментов приведены в табл. 2.

Относительную погрешность определения магнитного момента вычисляли, исходя из формулы

$$M = \frac{HR^3}{2\beta} \sin \theta,$$

по закону накопления погрешностей при косвенных измерениях,

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + 3\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2 + (\text{ctg } \theta \Delta \theta)^2}.$$

Если принять, что величина горизонтальной составляющей известна с погрешностью $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ э, тогда

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{3 \cdot 100}{15000} = 0,02\%.$$

Если считать, что расстояние установлено при юстировке с точностью до 10 мк, то

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{0,01 \cdot 100}{300} = 0,003\%.$$

Так как полуоси эллипсоидов определены с точностью до 1 мк, то анализ погрешности коэффициента распределения p по формуле

$$p = \frac{6}{5} (a_1^2 - b_1^2) - \frac{9}{5} (a_2^2 - b_2^2)$$

показывает, что $\Delta p = 0,00205$ и $\Delta R = 0,001$ см, поэтому

$$\frac{\Delta p}{p} = 0,0004\%.$$

Погрешностью другого коэффициента распределения q можно пренебречь, так как он делится на очень большую величину R^4 .

Считая, что углы отклонения измерялись с погрешностью до 10 сек, получим

$$\operatorname{ctg} \theta \Delta \theta = \operatorname{ctg} 50^\circ \cdot 10 \frac{2}{360 \cdot 60 \cdot 60} = 0,04\%.$$

Окончательно получим

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{(0,02)^2 + 3(0,003)^2 + (0,0004)^2 + (0,04)^2} = 0,045\%.$$

Заключение

Проведенные в 1958 г. повторные определения значения магнитных моментов, коэффициентов распределения, температурных и индукционных коэффициентов семи эллипсоидальных магнитов позволили восстановить в лаборатории магнитных измерений ВНИИМ набор образцовых магнитов, имеющих магнитные моменты от 560 до 1680 ед. СГС, определенные с погрешностью до $\pm 0,05\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М., Труды ВИМС, вып. 1(17), 1932.
2. Шрамков Е. Г., Сообщения ВНИИМ Консультативному комитету по электричеству, Лениздат, 1939.
3. Яновский Б. М., Земной магнетизм, Гостехиздат, 1953.

Поступила в редакцию

16/III 1959 г.

Н. В. СТУДЕНЦОВ, Б. М. ЯНОВСКИЙ

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОДНОСЛОЙНЫХ КОЛЕЦ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

В статье даны простые соотношения для расчета напряженности магнитного поля однослойной катушки Гельмгольца, которые учитывают спиральность обмотки, конечное сечение провода обмотки, ее овальность, различие радиусов секций обмотки и ряд других факторов. Полученные соотношения позволяют определить значение напряженности магнитного поля катушек по данным их геометрических размеров с погрешностью не более 0,001%.

В связи с проведением работ по определению гиромагнитного отношения протона в слабом магнитном поле возникла необходимость в разработке простого и достаточно точного метода расчета постоянной для малого объема в центральной области однослойных колец Гельмгольца.

Для расчета постоянной колец Гельмгольца, как правило, применяются классические формулы, которые справедливы лишь для идеализированных колец Гельмгольца.

Так, напряженность магнитного поля H_x в направлении оси колец, создаваемая бесконечно тонкими идеально круглыми витками радиуса R , отстоящими друг от друга на расстоянии $L = R$, выражается в системе СГС соотношением [1]

$$H_x = \frac{0,899176}{R} I \left[1 - \frac{0,144}{R^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right], \quad (1)$$

где x и y — координаты точки, в которой вычисляется поле, отсчитываемые от центра колец, соответственно вдоль и поперек направления их оси;

I — сила тока (в а).

Если же обмотка колец состоит из большого числа витков и имеет прямоугольное сечение (рис. 1), то напряженность магнитного поля колец определяется формулой [1, 2]

$$H_x = \frac{0,899176}{R_{cp}} w I \left[1 - \frac{b_0^2}{15R_{cp}^2} - \frac{16}{375R_{cp}^4} (36a_0^2 - 31b_0^2) \times \right. \\ \left. \times (2x^2 - y^2) - \frac{0,144}{R_{cp}^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right], \quad (2)$$

где $2a_0$ — ширина обмотки;
 $2b_0$ — толщина обмотки;
 R_{cp} — средний радиус обмотки;
 $2w$ — общее число витков колец.

При изготовлении колец условие $L = R$, которое принято называть условием Гельмгольца, выполняется лишь с определенным приближением. Реальные кольца могут иметь также овальность обмотки и различие радиусов каждой секции. Кольца Гельмгольца с однослойной обмоткой из голого провода имеют, кроме того, спиральность обмотки и конечные размеры поперечного сечения провода. Если же кольца состоят из небольшого числа витков, то постоянная ее может заметно отличаться от теоретического значения из-за нерационального расположения проводников, подводющих питание, и проводников, соединяющих секции обмотки. Исходя из всего сказанного, исследуем и оценим влияние перечисленных факторов на значение постоянной колец и дадим простые соотношения, которые учитывали бы это влияние.

Отклонение от условия Гельмгольца

Напряженность магнитного поля пары колец радиуса R , которые расположены на расстоянии $L = 2a$ друг от друга, может быть написана в общем виде

$$H_x = I \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} K_{ij} x^{2i} y^{2j}. \quad (3)$$

В этом выражении коэффициент K_{ij} при $i=j=0$ представляет собой значение постоянной для центра колец, т. е.

$$K_{00} = \frac{0,4\pi R^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}} \Big|_{2a=R} = \frac{0,899176}{R}. \quad (4)$$

Все остальные коэффициенты K_{ij} представляют собой некоторые функции R и a . При малых отклонениях радиуса R и расстояния a на величину δR и δa от их номинальных значений изменение поля H_x может быть определено путем разложения соотношения (3) в ряд Тейлора

$$H_x = I \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} x^{2i} y^{2j} \left[\frac{\partial K_{ij}}{\partial a} \delta a + \frac{\partial K_{ij}}{\partial R} \delta R + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 K_{ij}}{\partial a^2} (\delta a)^2 + \dots \right]. \quad (5)$$

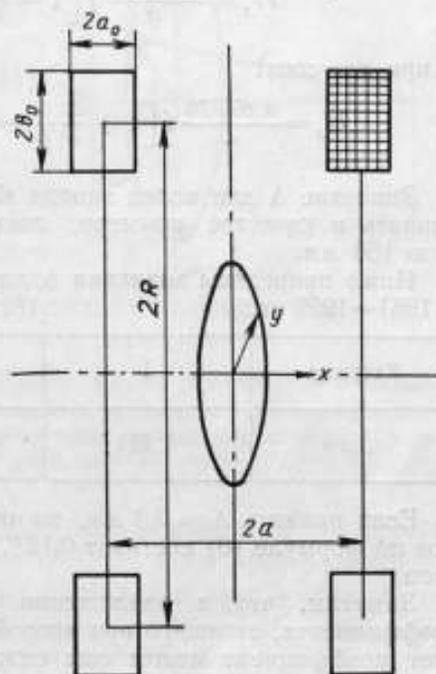


Рис. 1.

Рассматривая небольшой объем центральной области колец и имея в виду, что разность $\Delta = 2a - R$ мала и коэффициенты K_{ij} в разложении (3) также малы, в формуле (5) всеми членами, за исключением первого, соответствующего $j = i = 0$, можем пренебречь.

Тогда при $R = \text{const}$

$$H_x = \frac{0,899176}{R} I \left[1 - \frac{3}{5} \frac{\Delta}{R} + \frac{4}{25} \left(\frac{\Delta}{R} \right)^2 + \dots \right], \quad (6)$$

а при $a = \text{const}$

$$H_x = \frac{0,899176}{L} I \left[1 + \frac{2}{5} \frac{\Delta}{L} - \frac{1}{5} \left(\frac{\Delta}{L} \right)^2 - \frac{16}{25} \left(\frac{\Delta}{L} \right)^3 + \dots \right]. \quad (7)$$

Значение Δ для колец завода «Эталон», которые мы будем рассматривать в качестве примера, достигает $0,01 R$ при радиусе колец $R \approx 150$ мм.

Ниже приведены значения Δ для четырех катушек, изготовленных в 1951—1959 гг.:

Катушка	1	2	3	4
Δ , мм	1,733	0,141	0,862	0,194

Если принять $\Delta = 0,3$ мм, то численное значение поправочных членов по формуле (6) составит $0,12\%$ для первого члена и $10^{-5}\%$ для второго.

Заметим, что в разложении (5) следует рассмотреть изменение коэффициента, стоящего при второй степени координат, так как только этот коэффициент может еще оказать влияние на распределение напряженности магнитного поля колец. Об этом будет сказано ниже.

Влияние спиральности обмотки

Влияние спиральности обмотки бесконечно тонкого витка на значение напряженности магнитного поля на оси этого витка можно определить, исходя из закона Био—Савара

$$d\mathbf{H} = I \frac{[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3}, \quad (8)$$

где $d\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля (создаваемая элементом проводника $d\mathbf{l}$, по которому протекает ток I) в точке, находящейся на расстоянии r от этого элемента проводника.

Составляющая поля $d\mathbf{H}$ вдоль оси цилиндра, на который намотан виток,

$$dH_x = I \frac{zdy - ydz}{r^3}. \quad (9)$$

В цилиндрической системе координат (где $x = x$, $y = R \sin \theta$, $z = R \cos \theta$, R — радиус цилиндра, на который намотан виток, и θ — полярный угол) выражение (9) принимает вид

$$dH_x = I \frac{R^2 d\theta}{r^3}. \quad (10)$$

Обозначив расстояние от точки, в которой вычисляется поле, до точки проекции середины витка на ось x через a , а половину шага витка через p (рис. 2), получим

$$r = \sqrt{R^2 + \left(a + \frac{p\theta}{\pi}\right)^2} \quad (11)$$

и

$$H_x = IR^2 \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{d\theta}{\left[R^2 + \left(a + \frac{p\theta}{\pi}\right)^2\right]^{3/2}} \quad (12)$$

или, после интегрирования,

$$H_x = I \frac{\pi}{p} \left[\frac{a+p}{\sqrt{R^2 + (a+p)^2}} - \frac{a-p}{\sqrt{R^2 + (a-p)^2}} \right] = I \frac{\pi}{p} f(p). \quad (13)$$

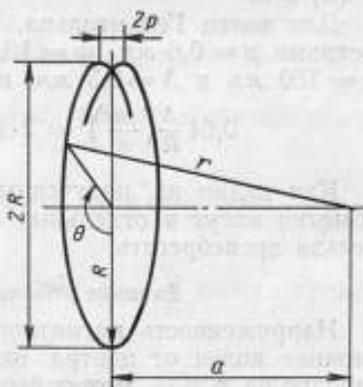


Рис. 2.

Приведем это выражение к такому виду, чтобы величина p входила как поправочный член. Для этого разложим функцию $f(p)$ в ряд Маклорена по степеням p . Функцию $f(p)$ можно представить в виде разности двух одинаковых функций, у которых аргументы отличаются лишь по знаку, т. е.

$$f(p) = \varphi(p) - \varphi(-p).$$

В этом случае все четные производные функции при $p=0$ обращаются в нуль, а нечетные получаются удвоением производных от первого члена, стоящего в квадратных скобках выражения (13), которое может быть представлено как

$$H_x = \pi I \left[f'(0) + \frac{1}{3!} f'''(0) p^2 + \frac{1}{5!} f^{(5)}(0) p^4 + \dots \right]. \quad (14)$$

Значения производных функций $f(p)$ в точке $p=0$ при $2a=R$ будут

$$\left. \begin{aligned} f(0) = 0, \quad f'(0) = \frac{2R^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}}, \quad f''(0) = 0, \\ f'''(0) = 2\varphi'''(0) \Big|_{2a-R} = 0, \quad f^{(4)}(0) = 0, \\ f^{(5)}(0) = 2\varphi^{(5)}(0) \Big|_{2a-R} = -\frac{2R^2}{(a^2 + R^2)^{5/2}} \cdot \frac{5! \cdot 0,2304}{R^4} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

и, следовательно, выражение (14) для H_x примет вид

$$H_x = \frac{0,449588}{R} I \left[1 - 0,2304 \left(\frac{p}{R}\right)^4 + \dots \right]. \quad (16)$$

Если катушка состоит не из одного витка, а из двух секций по w витков каждая, то интегрирование в выражении (12) следует проводить по всем виткам, что даст

$$H_x = \frac{0,449588 w I}{(a^2 + R^2)^{3/2}} \left[1 + 0,64 \frac{\Delta}{R} \left(\frac{pw}{R}\right)^2 - 0,2304 \left(\frac{pw}{R}\right)^4 + \dots \right]. \quad (17)$$

В этом выражении второй поправочный член учитывает отклонение от условия Гельмгольца, т. е. то обстоятельство, что в этом случае $f'''(0) \neq 0$.

Для колец Гельмгольца, изготавливаемых заводом «Эталон» с параметрами $\rho = 0,6$ мм, $w = 10$, $\rho = 0,45$ мм (радиус провода катушки), $R = 150$ мм и $\Delta = 0,3$ мм, поправочные члены будут иметь значения

$$0,64 \frac{\Delta}{R} \left(\frac{\rho w}{R} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}; \quad 0,2304 \left(\frac{\rho w}{R} \right)^4 \approx 6 \cdot 10^{-7}.$$

Как видно из полученных значений, поправки на спиральность обмотки могут в отдельных случаях достигать такой величины, которой нельзя пренебрегать.

Влияние конечного сечения провода обмотки

Напряженность магнитного поля колец, у которых радиус и расстояние колец от центра отличается от колец Гельмгольца соответственно на x_0 и y_0 , может быть получено разложением соотношения (13) или (4) в ряд Тэйлора по степеням x_0 и y_0 :

$$H_x = K_{00} I \left[1 - \frac{6 y_0}{5 R} - \frac{2 x_0}{5 R} - \frac{1 x_0^2}{5 R^2} + \frac{12 x_0 y_0}{5 R^2} + \dots \right]. \quad (18)$$

Предположим, что катушка колец состоит из проводника круглого сечения радиуса ρ и что распределение тока по всему сечению провода равномерно. Тогда бесконечно тонкое кольцо с сечением $dS = dx_0 dy_0$ и радиусом $R + x_0$, находящееся на расстоянии $\frac{R}{2} + y_0$ от центра колец Гельмгольца, создает напряженность магнитного поля в центре колец

$$dH_x = K_{00} I \frac{dx_0 dy_0}{S} \left[1 - \frac{6 y_0}{5 R} - \frac{2 x_0}{5 R} - \frac{1 x_0^2}{5 R^2} + \frac{12 x_0 y_0}{5 R^2} + \dots \right].$$

Принтегрировав это выражение в системе цилиндрических координат по всему сечению витка, получим

$$H_x = K_{00} I \left(1 - \frac{\rho^2}{20 R^2} + \dots \right). \quad (19)$$

Для рассматриваемых колец поправка из-за конечного сечения проводника обмотки составит значение около $2 \cdot 10^{-6}$.

Влияние овальности обмотки

Форму обмотки, если она имеет овальность, в первом приближении можно принять за эллипс, уравнение которого в полярной системе координат имеет вид

$$\frac{\cos^2 \theta}{R_0^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(R_0 + \eta)^2} = \frac{1}{R^2},$$

где R_0 — малая полуось эллипса;
 $R_0 + \eta$ — большая полуось;
 R — переменный радиус обмотки;
 θ — полярный угол.

После разложения R^2 в ряд по степеням $\frac{\eta}{R_0}$ получим

$$R^2 = R_0^2 \left[1 + 2 \frac{\eta}{R_0} \sin^2 \theta + (4 \sin^4 \theta - 3 \sin^2 \theta) \left(\frac{\eta}{R_0} \right)^2 + \dots \right]. \quad (20)$$

Пренебрегая спиральностью и конечным сечением обмотки, выразим напряженность магнитного поля для центра колец в полярных координатах [см. соотношение (10)]:

$$H_x = Iw \int_0^{\pi} \frac{R^2}{r^3} d\theta.$$

Поскольку $r = (a^2 + R^2)^{1/2}$, то, пользуясь разложением (20), получим

$$r = \left\{ a^2 + R_0^2 \left[1 + 2 \frac{\gamma}{R_0} \sin^2 \theta + (4 \sin^4 \theta - 3 \sin^2 \theta) \left(\frac{\gamma}{R_0} \right)^2 + \dots \right] \right\}^{1/2}.$$

Поэтому подынтегральную функцию при $a = \frac{R_0}{2}$ можно представить в виде

$$\frac{R}{r^3} = \frac{R_0^2}{(a^2 + R_0^2)^{3/2}} \left[1 - 0,4 \frac{\gamma}{R_0} \sin^2 \theta - 0,2 (4 \sin^4 \theta - 3 \sin^2 \theta) \left(\frac{\gamma}{R_0} \right)^2 + \dots \right].$$

Подставив это значение в формулу (20) и проинтегрировав его, получим с точностью до члена второго порядка

$$H_x = \frac{0,899176Iw}{R_0} \left(1 - 0,2 \frac{\gamma}{R_0} + \dots \right), \quad (21)$$

так как коэффициент при γ^2 после интегрирования обращается в нуль.

Кольца, изготовленные заводом «Эталон», могут иметь значение γ , близкое к 20 мк, поэтому поправка составит $2,6 \cdot 10^{-3}\%$.

Влияние проводников, соединяющих секции обмотки

Рациональное расположение бифилярного проводника, подводящего ток к катушке, позволяет практически устранить поле, которое он создает в центре колец. Поэтому следует рассмотреть лишь поле, создаваемое проводниками, которые соединяют секции обмотки.

Вектор напряженности магнитного поля от прямолинейного участка проводника направлен перпендикулярно направлению этого проводника, а модуль его выражается формулой

$$H_1 = \frac{0,2I \cos \varphi_0}{l},$$

где l — расстояние от точки, в которой вычисляется поле, до середины проводника;

φ_0 — угол между радиусом-вектором, проведенным к концу проводника из точки, в которой определяется поле, и направлением проводника.

Если проводник, соединяющий секции обмотки колец, расположен по образующей цилиндра, то его поле направлено перпендикулярно оси этого цилиндра и для колец Гельмгольца при

$$l = R$$

и

$$\cos \varphi_0 = \frac{a}{\sqrt{a^2 + R^2}} = \frac{1}{\sqrt{5}}$$

будет

$$H_1 = \frac{0,2I}{\sqrt{5}R}.$$

Ток по двум соединительным проводникам течет в разные стороны. Если бы эти проводники были совмещены, то результирующий вектор напряженности магнитного поля был бы равен нулю. Однако проводники ведутся раздельно и каждый из них создает углы θ'_1 и θ'_2 с образующей цилиндра в плоскости, касательной к этому цилиндру. При этом возникает составляющая напряженности магнитного поля вдоль оси катушки

$$\Delta H_1 = \frac{0,2I}{\sqrt{5}R} (\theta'_1 + \theta'_2) \cong \frac{0,09 \theta' I}{R},$$

где θ' — угол между соединительными проводниками.

Так как поле в центре колец $H_x \cong \frac{0,9 I w}{R}$, то относительное изменение поля катушки $\frac{\Delta H_x}{H_x}$ составит $\frac{\theta'}{10w}$.

При угле θ , равном $0,5^\circ$, $\frac{\Delta H_x}{H_x} \cong 10^{-4}$. Поскольку измерение угла θ' представляет собой значительные трудности, соединительные провода

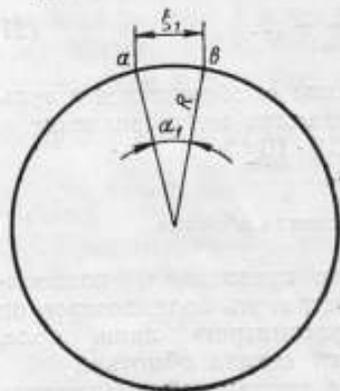


Рис. 3.

следует вести коаксиальным проводником, который эквивалентен совмещению прямого и обратного проводов. Это исключает также влияние трудно поддающихся учету изгибов соединительных проводников, так как коаксиальный проводник представляет собой более жесткую конструкцию.

Полное интегрирование по всей токовой цепи будет закончено, если вычислить напряженность магнитного поля, которая возникает из-за неточности припайки соединительных проводников к «концам» a и b (см. рис. 3) секции обмотки. Учитывая малость влияния неточности припоя соединительных проводников относительно образующей цилиндра, будем считать, что все витки обмотки сосредоточены в месте рас-

положения центрального витка. Тогда напряженность магнитного поля от обеих секций обмотки примет вид

$$H_x = \frac{R^2 I}{(a^2 + R^2)^{3/2}} \left[\int_0^{2\pi w + \alpha_1} d\theta + \int_0^{2\pi w + \alpha_2} d\theta \right] = K_{00} I \left(1 + \frac{\xi_1 + \xi_2}{4\pi w R} \right),$$

где $\xi_i \equiv \alpha_i R$ — излишек (или недостача) сверх целого числа окружностей секции, по которым ведется интегрирование.

Оценим, с какой погрешностью необходимо производить измерение расположения «точек» припайки друг относительно друга, чтобы погрешность напряженности магнитного поля не превышала 10^{-4} . Полагая $\delta \xi_1 = \delta \xi_2 = \delta \xi$, имеем

$$\frac{\delta H_x}{H_x} = \frac{\sqrt{(\delta \xi_1)^2 + (\delta \xi_2)^2}}{4\pi w R} = \frac{\sqrt{2} \delta \xi}{4\pi w R} < 10^{-6},$$

откуда $\delta \xi < 15 \text{ мк}$.

Изготовление колец Гельмгольца обычно связано с тем обстоятельством, что радиус R_1 одной секции получается отличным от радиуса R_2 другой секции.

Поправка за счет различия этих радиусов может быть получена путем разложения напряженности магнитного поля каждой из секций колец в ряд по приращениям δR и δa и последующего суммирования поля обеих секций. Полагая, что $R_2 > R_1$, $R_2 = R_1 + \gamma_0$ и $2a - R = \Delta$, имеем

$$H_x = \frac{0,899176Iw}{R_1} \left[1 - \frac{3}{5} \frac{\Delta}{R_1} - \frac{1}{5} \frac{\gamma_0}{R_1} - \frac{1}{10} \frac{\gamma_0^2}{R_1^2} + \frac{6}{5} \frac{\Delta\gamma_0}{R_1^2} + \dots \right]. \quad (22)$$

Различие радиусов секций обмотки для упомянутых колец не превышает 20 мк. Поэтому

$$\frac{1}{5} \frac{\gamma_0}{R_1} \leq 2,8 \cdot 10^{-5}; \quad \frac{1}{10} \frac{\gamma_0^2}{R_1^2} \leq 2 \cdot 10^{-9}; \quad \frac{6}{5} \frac{\gamma_0\Delta}{R_1^2} \leq 1,6 \frac{\Delta}{R_1}.$$

Последний член при $\Delta = 0,01R_1$ составит $1,6 \cdot 10^{-6}$.

Опираясь на проведенный анализ, напомним окончательное выражение для вычисления напряженности магнитного поля реальных колец Гельмгольца по данным их геометрических размеров

$$H_x = \frac{0,899176Iw}{R_1} \left\{ 1 - 0,6 \frac{\Delta}{R_1} + \frac{\xi_1 + \xi_2}{4\pi w R_1} - 0,1 \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{R_1} + 0,64 \left(\frac{pw}{R_1} \right)^2 \frac{\Delta}{R_1} - \right. \\ \left. - 0,2 \frac{\gamma_0}{R_1} - 0,05 \left(\frac{p}{R_1} \right)^2 - 0,1 \left(\frac{\gamma_0}{R_1} \right)^2 + 1,2 \frac{\gamma_0\Delta}{R_1^2} - 0,2304 \left(\frac{pw}{R_1} \right)^4 + \dots \right\}. \quad (23)$$

(Здесь величины γ_1 и γ_2 учитывают эллиптичность первой и второй секции.)

Точное определение по результатам измерений геометрических размеров катушки эллиптичности обмотки и разницы между наибольшим и наименьшим радиусами обеих секций представляет собой довольно трудную задачу, так как эти параметры трудно выделить на фоне незакономерных колебаний радиуса обмотки. Однако, если эти колебания и колебания указанных параметров имеют небольшие значения (а именно такие, при которых квадратичные члены разложения становятся пренебрежимо малы), то, вычислив средний радиус для всей обмотки, получим соотношение, в котором все линейные члены, связанные с радиусом обмотки, исчезнут, и выражение (23) примет вид

$$H_x = \frac{0,899176Iw}{R_{cp}} \left[1 - 0,6 \frac{\Delta_{cp}}{R_{cp}} + \frac{\xi_1 + \xi_2}{4\pi w R_{cp}} + 0,64 \frac{\Delta_{cp}}{R_{cp}} \left(\frac{pw}{R_{cp}} \right)^2 - \right. \\ \left. - 0,05 \left(\frac{p}{R_{cp}} \right)^2 - 0,2304 \left(\frac{pw}{R_{cp}} \right)^4 + \dots \right], \quad (24)$$

где R_{cp} — среднее значение радиуса по всей обмотке;

Δ_{cp} — разница между L_{cp} и R_{cp} .

Однородность напряженности магнитного поля колец Гельмгольца

Соотношение (24) справедливо лишь для центральной точки колец Гельмгольца, тогда как в практике измерений имеют дело всегда с определенным объемом центральной области колец. Остается неяс-

ным, по какой же из двух формул, (1) или (2), производить вычисление напряженности магнитного поля при применении однослойных колец Гельмгольца с достаточно большим шагом намотки, так как соотношение (1) справедливо только для обмотки с бесконечно тонким сечением, а соотношение (2) получено в предположении, что обмотка непрерывна по всему сечению.

Прежде всего уточним значение коэффициента при второй степени координат выражения (1), когда не выполняется условие Гельмгольца. В этом случае у члена второго порядка появится коэффициент, равный $\frac{3}{4} \frac{4a^2 - R^2}{(a^2 + R^2)^2}$ [1]. Этот коэффициент при выполнении условия Гельмгольца обращается в нуль. Положив, как и раньше, $2a - R = \Delta$ и ограничиваясь линейным членом разложения в ряд рассматриваемого коэффициента, получим

$$H_x = \frac{0,899176 \omega I}{R} \left[1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^2} (2x^2 - y^2) - \frac{0,144}{R^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right], \quad (25)$$

где ψ — сумма поправочных членов, входящих в выражение (24).

Чтобы иметь представление о том, насколько невыполнение условия Гельмгольца влияет на степень однородности магнитного поля колец, в таблице приведены относительные значения поля в различных точках пространства, т. е. в различных точках x и y . За единицу напряженности магнитного поля принято ее значение в центре колец, а x и y выражены в долях радиуса.

x	y			
	0	0,05	0,1	0,2
$\Delta = 0$				
0	1,000000	0,999997	0,999957	0,999309
0,05	0,999993	1,000012	1,000036	0,999647
0,1	0,999885	0,999968	1,000187	1,000576
0,2	0,998157	0,998500	0,999496	1,002995
$\Delta = +0,01R$				
0	1,000000	0,999973	0,999861	0,998925
0,05	1,000041	1,000036	0,999988	0,999311
0,1	1,000077	1,000136	1,000283	1,000384
0,2	0,998925	0,999244	1,000168	1,003379
$\Delta = -0,01R$				
0	1,000000	1,000021	1,000053	0,999693
0,05	0,999945	0,999988	1,000084	0,999983
0,1	0,999693	0,999800	1,000091	1,000768
0,2	0,997389	0,997756	0,998824	1,002611

Как видно из таблицы, в том случае, когда Δ имеет значение $0,01R$, напряженность в отдельных точках рассматриваемого пространства может изменяться на несколько сотых процента.

Эти результаты относятся к кольцам, состоящим из двух плоских круговых витков. Рассматриваемые же здесь кольца состоят из семейства спирально круговых витков. Однако, учитывая, что напряженность магнитного поля спирального витка несущественно отличается от поля плоского витка, можно считать, что анализируемые здесь кольца состоят из ряда плоских витков, отстоящих друг от друга на расстоянии $2p$.

Опираясь на соотношение (25), можно вычислить напряженность магнитного поля таких колец (для частного случая, когда число витков $w = 10$), суммируя напряженность магнитного поля каждой пары витков

$$H_1 = m \left\{ 1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^3} [2(x+p)^2 - y^2] - \frac{0,144}{R^4} [8(x+p)^4 - 24(x+p)^2 y^2 + 3y^4] + \dots \right\};$$

$$H_3 = m \left\{ 1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^3} [2(x+3p)^2 - y^2] - \frac{0,144}{R^4} [8(x+3p)^4 - 24(x+3p)^2 y^2 + 3y^4] + \dots \right\};$$

$$\dots \dots \dots$$

$$H_9 = m \left\{ 1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^3} [2(x+9p)^2 - y^2] - \frac{0,144}{R^4} [8(x+9p)^4 - 24(x+9p)^2 y^2 + 3y^4] + \dots \right\};$$

$$H'_1 = m \left\{ 1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^3} [2(x-p)^2 - y^2] - \frac{0,144}{R^4} [8(x-p)^4 - 24(x-p)^2 y^2 + 3y^4] + \dots \right\};$$

$$H'_5 = m \left\{ 1 + \psi + 0,96 \frac{\Delta}{R^3} [2(x-9p)^2 - y^2] - \frac{0,144}{R^4} [8(x-9p)^4 - 24(x-9p)^2 y^2 + 3y^4] + \dots \right\},$$

где

$$m = \frac{0,899176I}{R}.$$

После суммирования получаем

$$H_x = \frac{0,899176\omega I}{R} \left[1 + \psi + \varphi - \frac{114,048}{R^4} p^2 (2x^2 - y^2) + \frac{0,64 \cdot 99p^2 \Delta}{R^3} - \frac{0,2304 \cdot 9669p^4}{R^4} + \dots \right], \quad (26)$$

где φ — члены разложения в уравнении (25).

Прежде чем написать окончательное выражение для вычисления напряженности магнитного поля в любой точке пространства колец, отметим тот факт, что численные коэффициенты при $\frac{p^2 \Delta}{R^3}$ и $\frac{p^4}{R^4}$ в выражении (26) отличаются от коэффициентов в выражении (24) при $w = 10$ соответственно на 1 и 3% и совпадают по знаку. Такое совпадение получилось вследствие того, что в обоих случаях для вычисления влияния шага по сути дела производилась одна и та же

операция; только в первом случае производилось непрерывное интегрирование по всей обмотке, а во втором — суммирование поля от каждого витка. Возьмем коэффициенты соотношения (24), поскольку они более точно соответствуют реальным условиям.

На основании формул (24) и (26) получим окончательное выражение для составляющей напряженности магнитного поля вдоль оси колец в любой точке пространства

$$H_x = \frac{0,899176}{R_{cp}} \left\{ 1 - 0,6 \frac{\Delta}{R_{cp}} + \frac{\xi_1 + \xi_2}{4\pi\omega R_{cp}} + 0,64 \frac{\Delta}{R_{cp}} \left(\frac{p\omega}{R_{cp}} \right)^2 - 0,05 \left(\frac{p}{R_{cp}} \right)^2 - \right. \\ \left. - 0,2304 \left(\frac{p\omega}{R_{cp}} \right)^4 + \left[0,96 \frac{\Delta}{R_{cp}^3} - 1,14 \frac{(p\omega)^2}{R_{cp}^4} \right] (2x^2 - y^2) - \right. \\ \left. - \frac{0,144}{R_{cp}^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right\}. \quad (27)$$

Пользуясь формулой (27), следует иметь в виду, что численный коэффициент 1,14 при $\frac{(p\omega)^2}{R_{cp}^4}$ взят для частного случая, когда $\omega = 10$.

Эксперименты по свободной ядерной индукции в кольцах Гельмгольца проводятся с кубическим образцом с ребром в 1 см.

Поскольку методом свободной ядерной индукции можно измерять лишь величину полного вектора напряженности магнитного поля, то прежде всего следует оценить влияние поперечной составляющей в рассматриваемом объеме. Воспользовавшись данными для продольной и поперечной составляющих напряженности магнитного поля колец Гельмгольца [1], найдем, что

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} < H_x \sqrt{1 + (10^{-6})^2} \approx H_x \left(1 + \frac{10^{-10}}{2} \right),$$

т. е. что влияние поперечной составляющей поля колец пренебрежимо мало.

Основываясь на соотношении (27), вычислим среднее интегральное значение напряженности магнитного поля в образце кубической формы с ребром, равным a , и объемом $V = a^3$:

$$H_{xcp} = \frac{0,899176\omega I}{R_{cp}} \frac{1}{V} \iiint_V \left\{ 1 + \psi + \left[0,96 \frac{\Delta}{R_{cp}^3} - \frac{1,14(p\omega)^2}{R_{cp}^4} \right] (2x^2 - y^2) - \right. \\ \left. - \frac{0,144}{R_{cp}^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right\} dV.$$

Имея в виду, что y^2 в прямоугольной системе координат x, u, v можно представить в виде $u^2 + v^2$, после интегрирования получим:

$$H_{xcp} = \frac{0,899176\omega I}{R_{cp}} \left[1 + \psi + 0,2688 \frac{a^4}{R_{cp}^4} + \dots \right]. \quad (28)$$

Как следует из выражения (28), среднее интегральное значение напряженности магнитного поля в заданном объеме колец ($a = 1,0$ см) будет отличаться от значения ее в центре на $-0,53 \cdot 10^{-3} \%$, т. е. среднее интегральное значение напряженности магнитного поля может быть учтено с большой степенью точности.

В качестве примера приведем расчет постоянной для центра колец Гельмгольца, у которых отношение $\frac{\Delta}{R} = 0,005$, а эллиптичность диаметра 30 мк. Результаты измерений дали следующие значения геометрических размеров колец: $R_{cp} = (152\ 654 \pm 2)$ мк, $L_{cp} = (153\ 516 \pm 2)$ мк, $\xi_1 = (-48 \pm 15)$ мк, $\xi_2 = (+187 \pm 15)$ мк, $\omega = 10$.

Подставив эти значения в соотношение (24) и вычислив погрешность, получаем

$$K = (0,587042 \pm 0,000005) \text{ з/а.}$$

Заклучение

Проведенный анализ показал, что принципиально возможно производить расчет напряженности магнитного поля в малом объеме центральной области однослойных колец Гельмгольца с погрешностью, не превышающей 0,001%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М., Земной магнетизм, Гостехиздат, 1953.
2. Ruark A. E. and Peters M. F., Sour. Opt. Soc. of America, № 2, v. 13, 1926, p. 205.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

Параметры	Измеренные значения		Расчетные значения	
	Значение	Погрешность	Значение	Погрешность
R_{cp}	$152\ 654$	± 2	$152\ 654$	± 2
L_{cp}	$153\ 516$	± 2	$153\ 516$	± 2
ξ_1	-48	± 15	-48	± 15
ξ_2	$+187$	± 15	$+187$	± 15
ω	10		10	
K	$0,587042$	$\pm 0,000005$	$0,587042$	$\pm 0,000005$

Е. Т. ЧЕРНЫШЕВ, Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА, Е. Н. ЧЕЧУРИНА

**МЕЖЛАБОРАТОРНЫЕ СЛИЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВЫХ МЕР
МАГНИТНОГО ПОТОКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КАТУШЕК
И НОРМАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

В статье даются результаты определений постоянных мер магнитного потока и измерительных катушек, проведенных в лабораториях различных предприятий в период 1956—1958 гг. с целью установления единства в области магнитных измерений.

По опыту прошлых лет [1, 2] для организации государственного контроля в области магнитных измерений ВНИИМ с 1956 г. вновь приступил к сравнительным испытаниям аттестованных мер и промышленных образцов магнитных материалов в лабораториях различных предприятий.

В качестве образцовых мер для магнитных измерений были выбраны катушка магнитного потока с индексом «СССР» и две измерительные катушки (№ 32 и 36) с известными постоянными sw (сумма площадей всех витков). Погрешность этих образцовых мер имеет порядок $0,05 \div 0,1\%$ для меры магнитного потока и $0,1 \div 0,5\%$ для измерительных катушек [4].

В таблице приведены результаты определения постоянных образцовых мер в лабораториях различных предприятий в 1956—1957 гг.

Меры магнитного потока			Измерительные катушки					
значение постоянной меры магнитного потока, Wb	максимальное расхождение отсальных измерений, $\%_B$	отклонение от значения ВНИИМ, $\%_B$	катушка № 32			катушка № 36		
			значение постоянной, cm^2	максимальное расхождение отсальных измерений, $\%_B$	отклонение от значения ВНИИМ, $\%_B$	значение постоянной, cm^2	максимальное расхождение отсальных измерений, $\%_B$	отклонение от значения ВНИИМ, $\%_B$
$0,009998 \cdot 10^{10}*$	—	—	1910	—	—	853	—	—
0,01006	0,9	0,6	—	—	—	—	—	—
0,01000	0,8	0	—	—	—	—	—	—
0,01012	0,5	1,2	—	—	—	—	—	—

Меры магнитного потока			Измерительные катушки					
значение по- стоянной ме- ры магнит- ного потока, мкс	максимальное расхождение отделанных экземпляров, %	отклонение от значения ВНИИМ, %	катушка № 32			катушка № 36		
			значение постоян- ной, с.м*	макс- мальное расложе- ние отделе- ных экзе- мпляров, %	отклоне- ние от зна- чения ВНИИМ, %	значение постоян- ной, с.м*	макс- мальное расложе- ние отделе- ных экзе- мпляров, %	отклоне- ние от зна- чения ВНИИМ, %
0,0101-10 ⁸	0	1,0	1844	0,7	3,5	862,3	4,4	1,3
0,009993	—	0,05	1887,7	0,4	1,2	853,1	0,7	0,2
0,009679	2,1	3,2	1906,3	2,1	0,3	863,6	4,4	1,4
0,009947	0,2	0,5	—	—	—	—	—	—
0,009890	7,7	1,1	1862,3	1,3	2,6	851,9	5,3	0,1
0,009815	5,1	1,8	1878,6	3,3	1,7	846,0	0,5	0,6
0,010	0	0,02	1856,6	0,3	2,8	850,3	0,7	0,4
0,00998	0,5	0,2	—	—	—	—	—	—
0,01001	0,9	0,1	1918,6	1,8	0,4	—	—	—
0,00972	1,9	2,8	—	—	—	—	—	—
—	—	—	1848	2,2	3,3	—	—	—
—	—	—	1778	3,9	7,0	—	—	—
—	—	—	—	—	—	863,7	0,4	1,5
0,01026	0,7	2,6	—	—	—	897	0,9	5,0
0,00990	0,5	1,0	—	—	—	896	0,6	5,0
0,009997*	—	—	1912	—	—	848	—	—

* Измерения выполнены во ВНИИМ.

Анализ этой таблицы показывает, что отклонение средних значений, полученных на различных предприятиях, от значения, полученного во ВНИИМ, колеблется для меры магнитного потока в пределах $0 \div 3,2\%$ (среднее отклонение составляет $1,1\%$), а для измерительных катушек — в пределах $0,1 \div 7\%$ (среднее отклонение составляет $2,1\%$).

Возможности баллистического метода позволяют определять значения постоянных мер при измерениях методом непосредственных отклонений с погрешностью $1 \div 2\%$ [1, 3]. Исходя из этого и анализируя данные таблицы, можно сделать вывод, что на подавляющем большинстве обследованных предприятий рабочие меры и баллистические установки находятся в удовлетворительном состоянии.

При испытании магнитных материалов, кроме погрешностей измерительной аппаратуры, на точность определения параметров оказывает существенное влияние качество ярма пермеаметра и методика определения той или иной характеристики. В связи с этим для приближенной оценки величины суммарной погрешности можно пользоваться проверкой магнитоизмерительной аппаратуры по нормальным образцам. Такая методика проверки рекомендуется в методических указаниях по проверке пермеаметров.

Предельная погрешность определения остаточной индукции и коэрцитивной силы на аппаратуре ВНИИМ составила $1 \div 1,5\%$ [3]. Анализ данных, полученных при испытаниях, дает возможность сделать вывод, что аппаратура и методика испытаний постоянных магнитов на обследованных предприятиях позволяют определять остаточную индукцию

и коэрцитивную силу магнитов с погрешностью, отличающейся не более чем в 2—3 раза от погрешности определений параметров нормальных образцов.

В 1958 г. лаборатория магнитных измерений ВНИИМ начала проводить межлабораторные сличения нормальных образцов листовых магнитномягких материалов как на постоянном, так и на переменном токе в диапазоне частот 50 — 8000 гц.

В качестве нормального образца при испытании на постоянном токе был выбран образец пермаллоя марки 80НХС, имеющий кольцевую форму. Определение начальной и максимальной магнитной проницаемости, а также коэрцитивной силы материала этого образца во ВНИИМ и в лабораториях двух предприятий показало расхождение в пределах 10%.

В качестве нормальных образцов при испытании на переменном токе были выбраны образцы кольцеобразной формы электротехнической стали марки Э330 и пермаллоя марок 50НП, 79НМА, 80НХС. Погрешность определения суммарных удельных потерь калориметрическим методом и амплитудного значения индукции (при соответствующей напряженности магнитного поля) индукционным методом для нормальных образцов имеет порядок 3—5% [5, 6].

Анализ данных испытаний показывает наличие расхождения до 15% результатов и по магнитной индукции и по потерям. Такого же порядка расхождения получились и при испытании образцов марки 50НП и марки Э330 на частоте 50 гц и образца пермаллоя марки 80НХС на частотах 400, 1000 и 8000 гц.

Полученные предварительные результаты межлабораторных сличений образцов, испытанных на переменном токе, указывают на удовлетворительную точность, достигнутую при аттестации нормальных образцов в лабораториях ВНИИМ. Представления об уровне точности магнитных измерений при испытании образцов материалов на переменном токе можно будет составить в ближайшие годы после проведения межлабораторных сличений не менее чем в 10 лабораториях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Спиридович Н. И., Труды ВНИИМ, вып. 7(23), 1935, стр. 198.
2. Спиридович Н. И., Труды ВНИИМ, вып. 7(23), 1935, стр. 208.
3. Шрамков Е. Г. и Чернышев Е. Т., Труды ВНИИМ, вып. 18(34), 1938, стр. 6.
4. Шрамков Е. Г. и Соколова Е. А., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956.
5. Шрамков Е. Г., Труды ВНИИМ, вып. 1(56), 1947, стр. 55.
6. Чернышев Е. Т. и Чернышева Н. Г., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956, стр. 83.

Поступила в редакцию

16/III 1959 г.

Н. В. СТУДЕНЦОВ, Т. Н. ТИХОМИРОВА, Б. М. ЯНОВСКИЙ

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ КАТУШЕК НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В статье рассматривается метод измерения постоянных катушек в широком диапазоне их значений, основанный на явлении ядерного магнитного резонансного поглощения и свободной ядерной индукции.

Приводятся результаты измерений постоянных катушек в магнитном поле напряженностью 50 и 0,5 э.

Передача единицы напряженности магнитного поля от эталона к рабочим мерам обычно требует многократных сличений (основного эталона с рабочим, рабочего эталона с образцовой мерой, а образцовой меры с рабочей). Такой способ передачи при самых тщательных измерениях может быть осуществлен с погрешностью не менее 0,04% при переходе от основного эталона к рабочему, 0,1% при переходе от рабочего эталона к образцовым мерам и до 0,4% при переходе от образцовых мер к рабочим. Поскольку в основном эталоне (в однослойных кольцах Гельмгольца) напряженность магнитного поля не превышает несколько эрстед, сличение его с эталонными и образцовыми катушками, постоянная которых составляет примерно 20—100 э/а, требуется еще более многоступенчатая передача, что приводит к дальнейшему накоплению погрешностей.

Применение магнитного протонного резонанса для измерения постоянной катушек напряженности магнитного поля колец Гельмгольца и соленоидов, дает возможность повысить точность измерений и исключить многоступенчатость передачи. Кроме того, метод ядерного магнитного резонанса упрощает и ускоряет как процесс измерения постоянной катушек, так и процесс исследования распределением напряженности магнитного поля в этих катушках.

Принцип измерения

Метод ядерного магнитного резонанса основывается на внутриатомных явлениях. По законам квантовой механики ядро, обладающее механическим моментом J , выраженным в единицах $\frac{h}{2\pi}$ (где h — постоянная Планка), и магнитным моментом M , может принимать в маг-

нитном поле напряженностью H_0 лишь вполне определенные ориентации относительно направления этого поля. Число таких ориентаций равно $2J + 1$. Для протона $J = 1/2$, и поэтому число ориентаций равно двум, что соответствует двум энергетическим уровням: MH_0 и $-MH_0$. Разность этих энергий $\Delta E = 2MH_0$ равна той энергии кванта $h\nu$, которая необходима для перехода с одного энергетического уровня на другой, т. е. $h\nu = 2MH_0$, откуда

$$2\pi\nu = \omega = \frac{4\pi M}{h} H_0, \quad (1)$$

или

$$\omega = \gamma H_0,$$

где $\gamma = \frac{4\pi M}{h}$ — гиромагнитное отношение протона;
 ω — резонансная круговая частота.

Энергия $h\nu$, требуемая для перехода с одного уровня на другой, должна подаваться извне при помощи катушки, охватывающей образец и питаемой переменным током с частотой, равной ω . В этом случае происходит поглощение ядрами энергии высокочастотного поля,



Рис. 1. Кривая интенсивности ядерного поглощения, полученная в поле 40 э.

вследствие чего напряжение на высокочастотной катушке резко меняется. С помощью обычных радиотехнических средств можно наблюдать кривую поглощения энергии высокочастотного поля катушки, охватывающей образец. Если измеряемое поле H модулировать слабым переменным полем H_m низкой частоты так, чтобы $H_m > |H - H_0(\omega)|$ (где $H_0(\omega)$ — резонансное значение поля, соответствующее частоте генератора ω), то условие (1) будет выполняться два раза за период модуляции.

Подавая на вертикальные пластины осциллографа протектированное и усиленное напряжение высококачественной катушки, а на горизонтальные пластины — напряжение модуляции, на экране осциллографа можно наблюдать двоянную кривую интенсивности ядерного поглощения (рис. 1).

Настройка в резонанс может осуществляться при помощи изменения частоты высокочастотного генератора. Точная настройка в резонанс соответствует симметричному расположению сигналов относительно центра развертки при $H = H_0(\omega)$.

Таким образом, измерение напряженности магнитного поля сводится к определению частоты высокочастотного генератора в момент резонанса. При измерениях обычно пользуются явлением резонанса на ядрах водорода (протоны). Для протона гиромагнитное отношение $\gamma = 2,67513 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1} \text{ э}^{-1}$ [1] и напряженность магнитного поля в эрстедах может быть вычислена по формуле

$$H = 2,34874 \cdot 10^{-4} f,$$

где f — частота (в гц).

Схема измерительного устройства

Рассмотрим блок-схему установки для измерения напряженности магнитного поля методом ядерного резонанса (рис. 2).

Генератор 2 питает высокочастотным напряжением катушку, охватывающую образец 1. Продетектированное напряжение генератора через усилитель 3 подается на осциллограф 4. Питание модуляционных катушек 7 осуществляется от сети переменного тока, амплитуда модуляции меняется при помощи регулятора 5. Нужный сдвиг по фазе между напряжением на горизонтальных пластинах осциллографа и напряженностью модулирующего поля устанавливается фазовращателем 6.

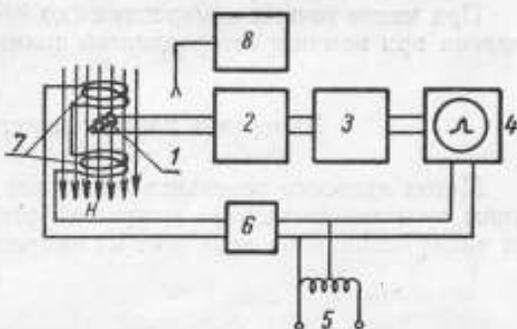


Рис. 2. Блок-схема установки для измерения напряженности магнитного поля методом ядерного поглощения.

Блок 8 служит для измерения частоты генератора, более подробная схема которого представлена на рис. 3.

Принцип измерения частот заключается в следующем. На вход усилителя 1 подается эталонная частота 100 кГц, которая синхронизирует мультивибратор 2, вырабатывающий богатые гармониками импульсы.

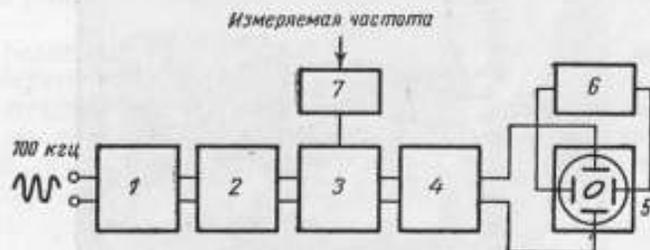


Рис. 3. Блок-схема измерителя частоты.

Напряжение гармоник мультивибратора поступает на смеситель 3, куда одновременно после предварительного усиления усилителем 7 подается напряжение измеряемой частоты. Со смесителя через фильтр 4 с полосой пропускания частот $0 \div 5$ кГц разностная частота подается на вертикальные пластины осциллографа 5, в то время как горизонтальные пластины присоединяются к звуковому генератору 6 типа ЗГ-641. При равенстве частоты генератора разностной частоте на экране осциллографа появляется круг (или эллипс).

Если принять, что f_0 — эталонная частота; f_c — частота генератора типа ЗГ-641 и n — номер гармоники, то частота f , соответствующая измеряемому полю H , определяется по формуле

$$f = f_0 n \pm f_c \quad (2)$$

(номер гармоники n и знак частоты f_c определяются с помощью волномера типа ВГ-528).

Погрешность частоты звукового генератора, равная ± 5 гц, обеспечивает измерение частоты f с относительной погрешностью, не превышающей $3 \cdot 10^{-3}\%$.

Измеритель частоты вместе с аппаратурой для обнаружения ядерного сигнала смонтирован в виде стационарной установки (рис. 4).

При менее точных измерениях (до 0,02%) частота может быть определена при помощи гетеродинного волномера типа ВГ-528.

Измерение напряженности поля катушек

Метод ядерного резонанса позволяет измерять лишь значение величины суммарного вектора напряженности магнитного поля, независимо от числа источников поля и от их направления. Поэтому при измерении



Рис. 4. Общий вид установки для измерения напряженности магнитного поля.

напряженности магнитного поля любого соленоида и любой катушки на эту напряженность будут накладываться все внешние постоянные поля, из которых преобладающее значение имеет магнитное поле Земли. Для его исключения, как будет показано ниже, достаточно установить ось катушки под углом, близким к 90° , к направлению внешнего поля H_3 , и произвести измерения при двух направлениях тока в катушке. При этом под величиной H_3 подразумевается величина геометрической суммы всех внешних полей (земного и др.).

Если измеряемую напряженность магнитного поля катушки обозначить через H_k , то выражение для геометрической суммы полей H_k и H_3 (рис. 5) при одном направлении тока примет вид

$$H_1^2 = \left(\frac{2\pi}{\gamma} f_1 \right)^2 = H_k^2 + H_3^2 - 2H_k H_3 \cos \varphi, \quad (3)$$

а при другом

$$H_2^2 = \left(\frac{2\pi}{\gamma} f_2 \right)^2 = H_k^2 + H_3^2 + 2H_k H_3 \cos \varphi. \quad (3a)$$

При угле φ , близком к 90° , значения величин H_1 и H_2 будут близки друг к другу, а следовательно, будут близки и непосредственно измеряемые частоты f_1 и f_2 , соответствующие этим полям.

Постоянная катушки при этом может быть определена из соотношения

$$K = \frac{2\pi}{\gamma I} \left(\frac{f_1 + f_2}{2} \right) \left(1 - \frac{H_3^2}{2H_k^2} \right),$$

где I — сила тока в обмотке катушки.

Однако вследствие нестабильности тока в катушке практически удобнее измерять не две частоты f_1 и f_2 при одном и том же значении поля H_k , а, поддерживая одну и ту же частоту f , измерять два значения тока I_1 и I_2 при перемене его направления. В таком случае формулы (3) и (3a), если поле H_k в них выразить через силу тока I и постоянную катушки K , приобретут следующий вид

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{2\pi}{\gamma} f \right)^2 &= K^2 I_1^2 + H_3^2 + 2K I_1 H_3 \cos \varphi, \\ \left(\frac{2\pi}{\gamma} f \right)^2 &= K^2 I_2^2 + H_3^2 - 2K I_2 H_3 \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Применив метод разложения функции в ряд, получим

$$K = \frac{2\pi f}{\gamma I_{cp}} \left(1 - \frac{H_3^2}{2H_k^2} + \dots \right); \quad I_{cp} = \frac{I_1 + I_2}{2}. \quad (5)$$

При измерении напряженности магнитного поля в 45 э (нижний предел измеряемых установкой полей) поправочный член $\frac{H_3^2}{2H_k^2}$, который уже при $H_k = 100$ э становится меньше 10^{-6} , необходимо знать с погрешностью до 10%. В этом случае погрешность от неточности вычисления поправочного члена не будет превышать $10^{-3}\%$.

Следует заметить, что более выгодным было бы параллельное расположение оси катушки к направлению полного вектора напряженности внешнего магнитного поля. При этом внешнее поле H_3 полностью исключается, и постоянная катушки может быть подсчитана по формуле $K = \frac{2\pi}{\gamma} f_{cp}$ с погрешностью, не превышающей 10^{-6} , если угол $\varphi < 20^\circ$. Однако такое расположение неудобно в том отношении, что требует технических приспособлений, которые не могут быть универсальными для различных катушек.

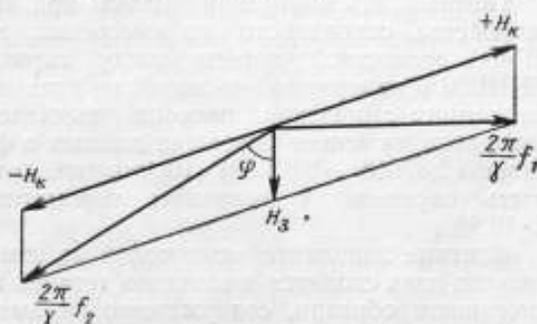


Рис. 5. Векторная диаграмма полей при двух направлениях тока в катушке.

Погрешность измерения

Погрешность определения постоянной катушки складывается из погрешности определения поля H_k и погрешности измерения силы тока I . Первая погрешность обуславливается систематической погрешностью измерения частоты, погрешностью определения гиромагнитного отношения протона и наложением на измеряемую напряженность магнитного поля дополнительных полей.

Погрешность измерения частоты при помощи частотоизмерительного устройства, основанного на измерении звуковым генератором типа ЗГ-641 разностной частоты между гармониками эталонной частоты ВНИИМ и измеряемой частотой, не превышает $3 \cdot 10^{-3}\%$. Значение гиромагнитного отношения протона, вычисленное способом наименьших квадратов на основе новейших данных о физических константах, составляет $(2,67513 \pm 0,00008) \cdot 10^{-4} \text{сек}^{-1} \text{э}^{-1}$, откуда относительная погрешность определения величины гиромагнитного отношения протона $3 \cdot 10^{-3}\%$.

Влияние дополнительных полей на измеряемую напряженность магнитного поля сводится к влиянию деталей катушки (ее экрана) и намагниченности образца, содержащего парамагнитные ионы. Экран оказывает влияние, которое можно оценить, пользуясь выражением для коэффициента экранирования бесконечно длинного тонкостенного цилиндра

$$L = 1 + \frac{(\mu_s - 1)^2}{4\mu_s} \cdot \frac{2\delta}{R},$$

где μ_s — магнитная проницаемость материала экрана (или стенок ампулы);

δ — толщина экрана;

R — средний радиус экрана.

Выражая μ_s через магнитную восприимчивость χ , получим

$$L = 1 + 4\pi^2 \chi^2 \frac{\delta}{2R}.$$

Реальный экран имеет конечные размеры. Однако величина коэффициента экранирования будет того же порядка, что и вычисленная для бесконечно длинного цилиндра. Аналогичное влияние оказывают стенки ампулы, в которой находится образец (вода). Магнитные восприимчивости экрана и ампулы, измеренные на образцовой установке (весовым методом), оказались соответственно равными $1,1 \cdot 10^{-6}$ и $0,5 \cdot 10^{-6}$, откуда видно, что экранирующее действие деталей зонда очень мало и им можно пренебречь.

Объемное экранирующее поле образца, содержащего парамагнитные ионы, можно выразить соотношением:

$$H' = \left(\frac{4}{3}\pi - \alpha\right) \chi_{об} H_k + q \chi_{об} H_k,$$

где H' — напряженность поля, создаваемая самим образцом;

α — коэффициент, определяемый формой образца;

$\chi_{об}$ — восприимчивость образца;

q — постоянная взаимодействия.

Первый член представляет собой разность между размагничивающим полем образца и полем Лоренца, которое связано с полюсами, индуцированными на поверхности небольшой гипотетической сферы, в центре которой находится рассматриваемое ядро. Коэффициент α для

образца в форме сферы соответствует $\frac{4}{3}\pi$ и для бесконечно длинного цилиндра. — 2π . Второе слагаемое учитывает экранирующее действие парамагнитных ионов, находящихся внутри гипотетической сферы. Множитель q зависит от химического соединения, содержащего резонирующие ядра, для ионов Fe^{+++} он близок к единице.

Восприимчивость образца (раствор Fe_2Cl_3 в воде), применявшегося для измерения постоянной катушки, была определена на образцовой установке ВНИИМ и оказалась равной $0,6 \cdot 10^{-6}$.

Таким образом, относительная погрешность измерения напряженности магнитного поля, равная отношению $\frac{H'}{H_n}$, в случае если не учитывать объемное экранирование образца, не превышает $10^{-3}\%$.

Помимо этих погрешностей, существует еще одна, которая обуславливается неточностью фиксирования ядерного резонанса по экрану осциллографа. Исследования показали, что при амплитуде модуляции, близкой к ширине резонансной линии, смещение ядерного сигнала по развертке осциллографа на 1 мм соответствует изменению измеряемой напряженности магнитного поля на 0,0004 э. Положение сигнала на развертке может быть определено с ошибкой около 2 мм, что соответствует предельной погрешности около 0,02% на нижнем пределе измеряемых установок полей (45 э). Однако эта погрешность имеет случайный характер и может быть снижена увеличением числа измерений.

Измерение силы тока I производится с помощью компенсатора постоянного тока первого класса и образцового сопротивления, обеспечивающего измерения с погрешностью, не превышающей 0,02%.

Таким образом, анализ погрешностей показывает, что погрешность измерения K в основном обуславливается погрешностью определения силы тока и составляет 0,02%.

Однако эта погрешность может значительно увеличиться, если измерение производится в помещении, где имеются ферромагнитные массы. В этом случае ферромагнитные массы, намагничиваемые полем катушки, создают в ней добавочное магнитное поле, которое невозможно исключить переключением направления тока в обмотке катушки. Наличие ферромагнитных масс приводит также к значительному изменению модуля H_n в различных местах помещения [2].

Результаты измерений

Указанным выше методом в магнитном поле напряженностью около 50 э были определены значения ряда постоянных катушек — образцовых мер напряженности магнитного поля. Среднеквадратичная погрешность ряда из 15 измерений не превышает $5 \cdot 10^{-3}\%$. Ниже приведены результаты измерений в 1956 и 1958 гг. постоянных двух образцовых мер, которые были хорошо изучены в предшествующие годы.

Наименование меры	Значение постоянной, э/а		
	метод ядерного резонанса		дифференциальный баллистический метод. Среднее значение последних лет
	1956 г.	1958 г.	
Кольца Гельмгольца на фаянцах основного эталона напряженности магнитного поля	$13,796 \pm 0,003$	$13,800 \pm 0,003$	13,802
Образцовая мера напряженности магнитного поля кольца Гельмгольца № 1	$18,273 \pm 0,004$	$18,275 \pm 0,004$	18,280

Измерение постоянной катушек методом свободной ядерной индукции

Применение метода ядерного поглощения, называемого также методом вынужденной индукции, можно рекомендовать для определения постоянной в тех случаях, когда катушка создает достаточно сильное магнитное поле. Для измерения постоянной катушек с малым значением K был применен метод свободной ядерной индукции*.

Измерения тока в катушке производятся при помощи компенсатора постоянного тока и образцовой катушки сопротивления. Так как точность измерения тока компенсатором (0,02%) на порядок ниже точности определения частоты, погрешность измерения постоянной определяется погрешностью компенсатора и принимается равной 0,02%.

Если измеряемое поле катушки численно близко к магнитному полю Земли, то поле катушки определяется как геометрическая разность измеряемого поля и магнитного поля Земли.

Катушка, постоянную которой требуется определить, устанавливается перпендикулярно направлению напряженности магнитного поля Земли, после чего проводятся измерения при двух направлениях тока в катушке. До переключения направления тока определяется частота прецессии в магнитном поле Земли. Постоянная катушки вычисляется по данным измерений из соотношения:

$$K = \frac{2\pi}{\gamma I} \sqrt{\frac{f_1^2 + f_2^2}{2} - f_3^2}, \quad (6)$$

где f_1 и f_2 — частоты прецессии при двух направлениях тока;
 f_3 — частота прецессии ядер в магнитном поле Земли;
 I — сила тока в катушке.

Определение постоянной катушек методом свободной ядерной индукции производилось на магнитной станции ВНИИМ в Кавголово.

Ниже приводятся результаты измерения постоянной колец Гельгольца магнитного теодолита ВНИИМ. В этих измерениях определение тока производилось не компенсатором, а компенсационной схемой, опирающейся на термостатированный нормальный элемент и образцовую катушку сопротивления. Такая схема обеспечивает измерение тока с погрешностью не более $2 \cdot 10^{-3}\%$.

В связи с тем, что вариации магнитного поля Земли вносят случайные ошибки, которые сказываются на отсчете частоты, было проведено 30 измерений (по 10 в каждый день).

Постоянная колец, измеренная методом свободной ядерной индукции, получилась равной $K = (0,666300 \pm 0,000040)$ э/а. Эта же постоянная, рассчитанная по линейным размерам обмотки колец, имеет значение $K = (0,666300 \pm 0,000020)$ э/а. Как видно из сравнения, значение K , полученное экспериментальным путем, очень хорошо согласуется с расчетным.

Следует, однако, заметить, что техника измерений постоянной катушек методом свободной ядерной индукции может быть значительно упрощена, если применить компенсацию полного вектора напряженности магнитного поля Земли. Такие измерения в ближайшее время намечается осуществить.

* См. статью настоящего сборника, стр. 52.

Таким образом, метод свободной ядерной индукции и метод ядерного поглощения позволяют измерять напряженности магнитных полей в катушках, начиная со значений порядка величины магнитного поля Земли до полей напряженностью в несколько сот эрстед.

Применение метода ядерного резонанса для определения постоянных катушек значительно упрощает и ускоряет процесс измерений и дает большую точность по сравнению с применяемым ранее компенсационным баллистическим методом. Поэтому он должен занять соответствующее место при метрологических работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bender P. L., Driscoll R. L. A free precession determination of the proton gyromagnetic. IRE Trans. 1-7, 1958, p. 176.

2. Бекреева Н. Г. О влиянии магнитных полей на электровзмерительные приборы (диссертация), 1947.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

Н. В. СТУДЕНЦОВ, Т. Н. ТИХОМИРОВА, Б. М. ЯНОВСКИЙ

ИЗМЕРЕНИЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ МЕТОДОМ СВОБОДНОЙ ЯДЕРНОЙ ИНДУКЦИИ

В статье описывается методика измерения вертикальной и горизонтальной составляющих напряженности магнитного поля Земли с помощью явления свободной ядерной индукции. Приводятся первые результаты измерения вертикальной составляющей. Сообщаются сведения об измерительной аппаратуре.

Применяемые в настоящее время методы абсолютных измерений элементов магнитного поля Земли, разработанные более 100 лет назад Гауссом и Ламоном, уже не могут удовлетворять по своей точности требованиям, предъявляемым к поддержанию единства магнитных измерений в области земного магнетизма.

Абсолютные измерения в одной обсерватории могут отличаться от подобных же измерений в другой более чем на 0,1%. Поэтому возникла необходимость в регулярных сравнениях «стандартов» всех обсерваторий, что связано с большими затруднениями как при организации таких сравнений, так и при последующих согласованиях их результатов между собой. Разработанный за последнее пятилетие метод свободной ядерной индукции позволит полностью отказаться от старых методов.

Явление ядерной индукции основано на том, что ядро атома, обладая собственным магнитным и механическим моментами, при помещении его в магнитное поле напряженностью H совершает прецессионное движение, аналогичное движению «волчка», в поле тяготения Земли. Частота этой прецессии ω определяется соотношением Лармора:

$$\omega = \gamma H. \quad (1)$$

Для получения сигнала ядерной прецессии образец, содержащий парамагнитные ядра, помещается в катушку с большим числом витков и намагничивается сильным магнитным полем. При этом магнитные моменты ядер ориентируются по направлению сильного поля.

Оси намагничивающей и охватывающей образец катушек располагаются перпендикулярно друг к другу и к направлению измеряемой напряженности магнитного поля. После выключения сильного магнитного поля система ядерных спинов начинает совершать прецессионное движение вокруг направления измеряемой напряженности магнитного

поля и индуцирует в приемной катушке переменную э. д. с., частота которой определяется соотношением (1). Эта э. д. с. усиливается и подается на измеритель частоты.

Метод свободной ядерной индукции, впервые осуществленный в 1953 г.*, стал применяться для измерения с высокой степенью точности величины полного вектора напряженности магнитного поля Земли. Между тем, для исследования магнитного поля важно не только измерение полного вектора, но и его составляющих.

В связи с этим во ВНИИМ разрабатывается метод измерения элементов земного магнетизма с использованием явления свободной ядерной индукции. Этот метод основывается на компенсации одной из составляющих напряженности магнитного поля Земли. Так, для измерения вертикальной составляющей с помощью колец Гельмгольца компенсируется горизонтальная составляющая. Полную компенсацию горизонтальной составляющей осуществить невозможно вследствие неточной юстировки компенсирующих колец и невозможности создания компенсирующего поля, равного значению горизонтальной составляющей. Поэтому измеренное значение напряженности магнитного поля несколько отличается от истинного значения величины напряженности вертикальной составляющей.

Спроектируем вектор напряженности магнитного поля компенсирующей катушки H_k и вектор напряженности магнитного поля Земли на оси декартовой системы координат, оси X и Y которой совпадают соответственно с направлением горизонтальной и вертикальной составляющих напряженности магнитного поля Земли (рис. 1):

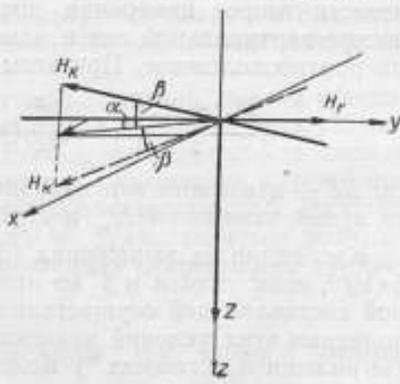


Рис. 1.

$$H_x = H_k \sin \alpha \cos \beta;$$

$$H_y = H_r - H_k \cos \alpha \sin \beta;$$

$$H_z = Z + H_k \sin \beta,$$

- где H_r — горизонтальная составляющая магнитного поля Земли;
 Z — вертикальная составляющая магнитного поля Земли;
 α — угол между направлением магнитного меридиана и проекцией оси катушки на горизонтальную плоскость;
 β — угол между горизонтальной плоскостью и осью компенсирующей катушки.

Вычислим значение измеряемого вектора H_n :

$$H_n^2 = Z^2 + 2ZH_k \sin \beta + H_k^2 + H_r^2 - 2H_k H_r \cos \alpha \cos \beta.$$

* Packard M. and Varian P., Phys. Rev., № 4, v. 93, 1954, p. 941.

Учитывая малую величину углов α и β , а также тот факт, что $H_k \approx H_r$, можно применить разложение в ряд по степеням α, β и $(H_k - H_r)$ и получить соотношение для вертикальной составляющей

$$Z = H_n \left[1 + \frac{H_k \beta}{Z} - \frac{H_k^2}{2Z^2} (\alpha^2 + \beta^2) - \frac{(H_k - H_r)^2}{2Z^2} + \dots \right]. \quad (2)$$

Первый поправочный член в формуле (2) будет исключен, если произвести второе измерение, повернув компенсирующие кольца на 180° вокруг вертикальной оси и изменив направление тока в обмотке колец на противоположное. При этом формула (2) примет вид

$$Z = \frac{H_{n1} + H_{n2}}{2} \left[1 - \frac{H_k^2}{2Z^2} (\alpha^2 + \beta^2) - \frac{(H_k - H_r)^2}{2Z^2} - \frac{\Delta Z}{2Z} + \dots \right], \quad (3)$$

где ΔZ — изменение вертикальной составляющей, вызванное вариациями за время измерений H_{n1} и H_{n2} .

Как видно из выражения (3), поправочные члены становятся менее $5 \cdot 10^{-5}$, если углы α и β не превышают 1° , а компенсация горизонтальной составляющей осуществляется с погрешностью около 1%. При выполнении этих условий значение величины вертикальной составляющей (выраженное в гаммах*) может быть определено по формуле

$$Z = \frac{2\pi}{\gamma} \cdot \frac{f_1 + f_2}{2} \left[1 - \frac{\Delta Z}{2Z} + \dots \right] = 11,7432 (f_1 + f_2) \left[1 - \frac{\Delta Z}{2Z} + \dots \right], \quad (4)$$

где f_1 и f_2 — измеряемая частота, соответствующая двум положениям катушки (в гц).

Аналогичное выражение можно получить для измерения горизонтальной составляющей. В этом случае компенсируется Z -составляющая, а влияние неточности установки оси компенсирующих колец по вертикали исключается поворотом колец вокруг их оси на 180° без изменения направления тока в обмотке колец.

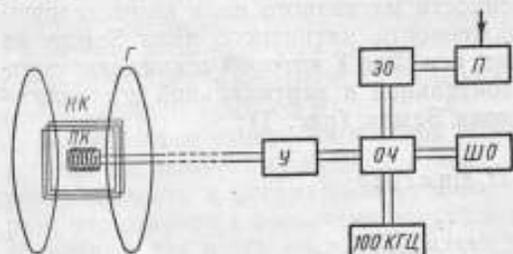


Рис. 2.

лита ВНИИМ, кольца Гельмгольца которого использовались в качестве компенсирующих.

Угломерные устройства теодолита позволяли ориентировать ось компенсирующих колец таким образом, что углы α и β не превышали 1° . Ток в обмотке колец поддерживался постоянным и измерялся при помощи компенсационной схемы.

Принципиальная схема измерительной установки изображена на рис. 2. Образец в виде стеклянного кубика (объем 8 см^3), заполненного дистиллированной водой, помещается в приемную катушку ПК, которая в свою очередь устанавливается в центре намагничивающей катушки НК и колец Гельмгольца Г.

Э. д. с. ядерного сигнала, индуцируемая в приемной катушке, через усилитель У поступает на смеситель, расположенный в блоке образцо-

* 1 гамма = 10^{-5} э.

вых частот $ОЧ$. На этот же смеситель поступает образцовая частота. Последняя формируется путем деления и сложения частот, опирающихся на частоту термостатированного кварцевого генератора на 100 кгц . Разность измеряемой и образцовой частот вместе с метками времени (100 гц) записывается на пленке шлейфного осциллографа $ШО$. Частота кварцевого генератора периодически сличается с образцовой частотой 200 кгц , принимаемой по радио с помощью приемника $П$. Напряжение образцовой частоты подается на вертикальные пластины трубки осциллографа $ЭО$, а на его горизонтальные пластины подается напряжение частоты кварцевого генератора 100 гц , определяемой по биениям.

Первые измерения предлагаемым методом показали, что он обеспечивает измерение вертикальной составляющей с погрешностью результата ряда измерений порядка $0,005\%$. Причем эта погрешность носила случайный характер и определялась в наших измерениях в основном погрешностью отсчета вариаций вертикальной составляющей*. Наличие систематических погрешностей обнаружить не представляется возможным ввиду отсутствия приборов, обеспечивающих погрешность измерений того же порядка.

* Измерение вариаций производилось магнитомером $M-2$ с ценой деления $\epsilon_z = 11 \text{ гамм/дел}$.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА, Е. Н. ЧЕЧУРИНА

УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ ЧАСТОТОЙ ДО 10 кГц И ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ НАМАГНИЧИВАНИИ В ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЯХ

В статье приводится описание установки для испытания магнитных материалов на переменном токе частотой до 10 кГц и при одновременном намагничивании в постоянном и переменном магнитных полях. Даны формулы для подсчета магнитных характеристик по результатам измерений электрических величин и описание методов измерений при различных режимах намагничивания, а также анализ погрешностей измерений.

В последние годы все большее значение приобретает испытание различных ферромагнитных материалов на переменном токе в широком диапазоне частот и индукций. Это объясняется тем, что электрические машины, трансформаторы и различные элементы автоматических устройств предназначаются для работы на частотах, более высоких, чем 50 гц. Особенно распространенными для работы различных электромагнитных устройств являются частоты от 50 гц до 10 кГц.

Для расчета таких устройств, а также для исследования и контроля качества магнитных материалов, из которых изготавливаются их сердечники, требуется знание магнитных характеристик материала, работающего в динамическом режиме при требуемой частоте.

В настоящее время различные промышленные предприятия и научно-исследовательские институты разрабатывают аппаратуру для испытания ферромагнитных материалов. Так, в последние годы завод «Точ-электроприбор» начал выпускать магнитноизмерительную аппаратуру и, в частности, аппаратуру, предназначенную для испытания ферромагнитных материалов на переменном токе.

Для проверки всех упомянутых приборов и установок по нормальным образцам во ВНИИМ была разработана и осуществлена установка УМИПТ-1 (рис. 1 и 2), предназначенная для испытания магнитных материалов на переменном токе частотой от 50 гц до 10 кГц и в условиях одновременного намагничивания переменным и постоянным полями. Эта установка позволяет производить испытание магнитномягких материалов на кольцевых и на полосовых образцах (в приборе Эшштейна).

При этом на кольцевых образцах могут быть определены суммарные потери и динамические кривые намагничивания в различных режимах (в том числе и при наложении постоянного поля). В приборе Эпштейна определяются преимущественно потери.

Измерения на установке можно производить в режиме практически синусоидальной напряженности магнитного поля или индукции, а также в промежуточных режимах. В том случае, когда требуется осуществить режим практически синусоидальной индукции, установка питается от специального регулировочного устройства, обладающего небольшим сопротивлением выхода (автотрансформатор с трансформатором тока на выходе). Для получения практически синусоидальной напряженности поля регулирование тока осуществляется с помощью системы реостатов.

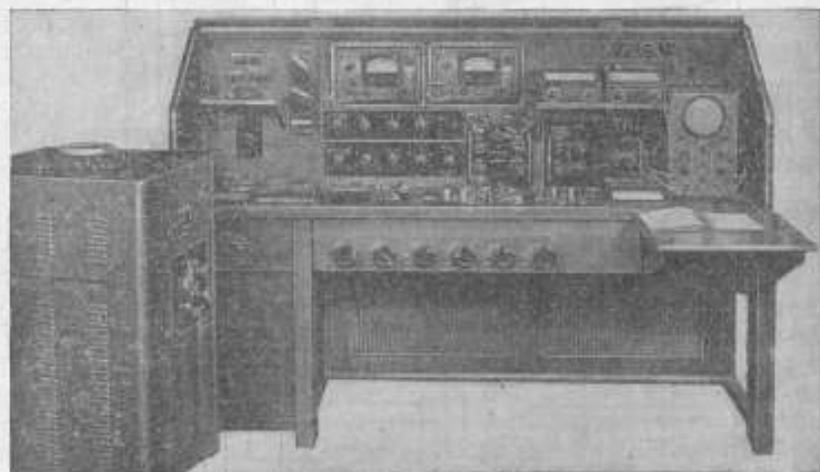


Рис. 1. Общий вид установки УМИП-1.

Для измерения мощности и силы тока в намагничивающую цепь переменного тока включены: самокалибрующийся амперметр термоэлектрической системы типа АТЭ-1 класса 1,5 с пределами измерений $0,05 \div 10$ а и самокалибрующийся термоваттметр типа ВМТ-2 класса 1,5 с пределами измерений по мощности от $0,1$ вт. до 2 квт, снабженные измерителями типа М-95.

Кроме того, последовательно в намагничивающую цепь могут быть введены одно из активных сопротивлений ($R_1 = 0,5$ ом или $R_2 = 10$ ом) или одна из трех катушек взаимной индуктивности (0,001; 0,01 и 0,1 гм).

К зажимам «вторичная э. д. с.» установки подключается измерительная обмотка кольцевого образца. Если же требуется произвести испытание полосового образца, то при испытании в приборе Эпштейна с помощью переключателя обеспечивается попеременное подключение к зажимам «вторичная э. д. с.» измерительной катушки индукции и плоской калиброванной катушки, служащей для измерения напряженности магнитного поля.

В установке предусмотрена возможность измерения вольтметрами различных типов э. д. с., индуктированных в измерительной обмотке на образце и во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности, а также падений напряжений на активных сопротивлениях R_1 и R_2 .

Для измерения средних значений напряжений с искаженной формой кривой служат вольтметры типа ВЛ-2 и ВЛ-3 с выпрямителями, имеющие пределы измерений 20, 60 и 120 *в* и основную погрешность в диапазоне звуковых частот $\pm 1,5\%$ [1, 2].

Измерение средних значений напряжений с искаженной формой кривой на частоте 50 *гц* осуществляется также при помощи вольтметра класса 1,5 с механическим выпрямителем типа Ц-50 и измерителем ЛМ-1.

Для измерения действующих значений напряжений в диапазоне частот 50–2500 *гц* используется вольтметр класса 1,5, состоящий из термомиллиамперметра типа Т-13 на 1 *ма* и добавочных сопротивлений в 5000, 25 000, 100 000 и 250 000 *ом*, соответственно с пределами измерений 5, 25, 100 и 250 *в*.

Для измерения синусоидальных напряжений, кроме рассмотренных выше, могут быть использованы вольтметры типа ЛВ9-2 или МВЛ-2М.

Измерение амплитудных значений искаженных напряжений на сопротивлениях R_1 и R_2 осуществляется при помощи амплитудных вольтметров типа МВИ-1М (выпускаемых заводом «Пунане-Рэт») либо типа ВП-1 (изготовленного заводом «Эталон»).

Конструкция установки предусматривает возможность подключения вместо вольтметра типа ЛВ9-2 импульсного милливольтметра типа МВИ-1М или вместо вольтметра средних значений типа ВЛ-3 — амплитудного вольтметра компенсационного типа ВП-1 (рис. 3) *.

Измерение амплитудного значения напряжения вольтметром типа ВП-1 производится путем сравнения его с напряжением постоянного тока.

Предварительно усиленный сигнал выпрямляется двойным диодом 6Х2П [3]. Падение напряжения на микроамперметре от выпрямленного тока подается дополнительно на осциллограф ЭО-7. Меняя величину отрицательного потенциала, подаваемого с потенциометра R на анод лампы L , можно добиться отсутствия тока в цепи диода. Напряжение смещения, при котором запирается лампа, будет соответствовать амплитудному значению измеряемого напряжения U_{max} .

При измерении напряжений, имеющих коэффициент формы более 2, вольтметр типа ВП-1 обладает погрешностью 2–4%.

Форму кривых измеряемых напряжений при использовании установки УМИПТ-1 можно наблюдать посредством электронного осциллографа ЭО-7. Кроме того, наличие интегрирующей цепочки позволяет наблюдать также форму петли гистерезиса материала на различных частотах. Следует, однако, отметить, что установка УМИПТ-1 не предназначена для измерения параметров гистерезисных кривых с достаточно высокой точностью, поскольку в ней не осуществлена компенсация фазовой погрешности, хотя и имеется несколько интегрирующих цепочек, рассчитанных на различные частоты.

Поскольку в схеме установки УМИПТ-1 предусмотрена цепь постоянного тока с дросселем, то имеется возможность проведения испытаний образцов при одновременном намагничивании переменным и постоянным полями.

Милливеберметр типа М-19 служит для определения зависимости постоянной составляющей индукции от напряженности постоянного поля [4].

* Макет прибора выполнен инженером магнитной лаборатории Н. В. Тришкиным.

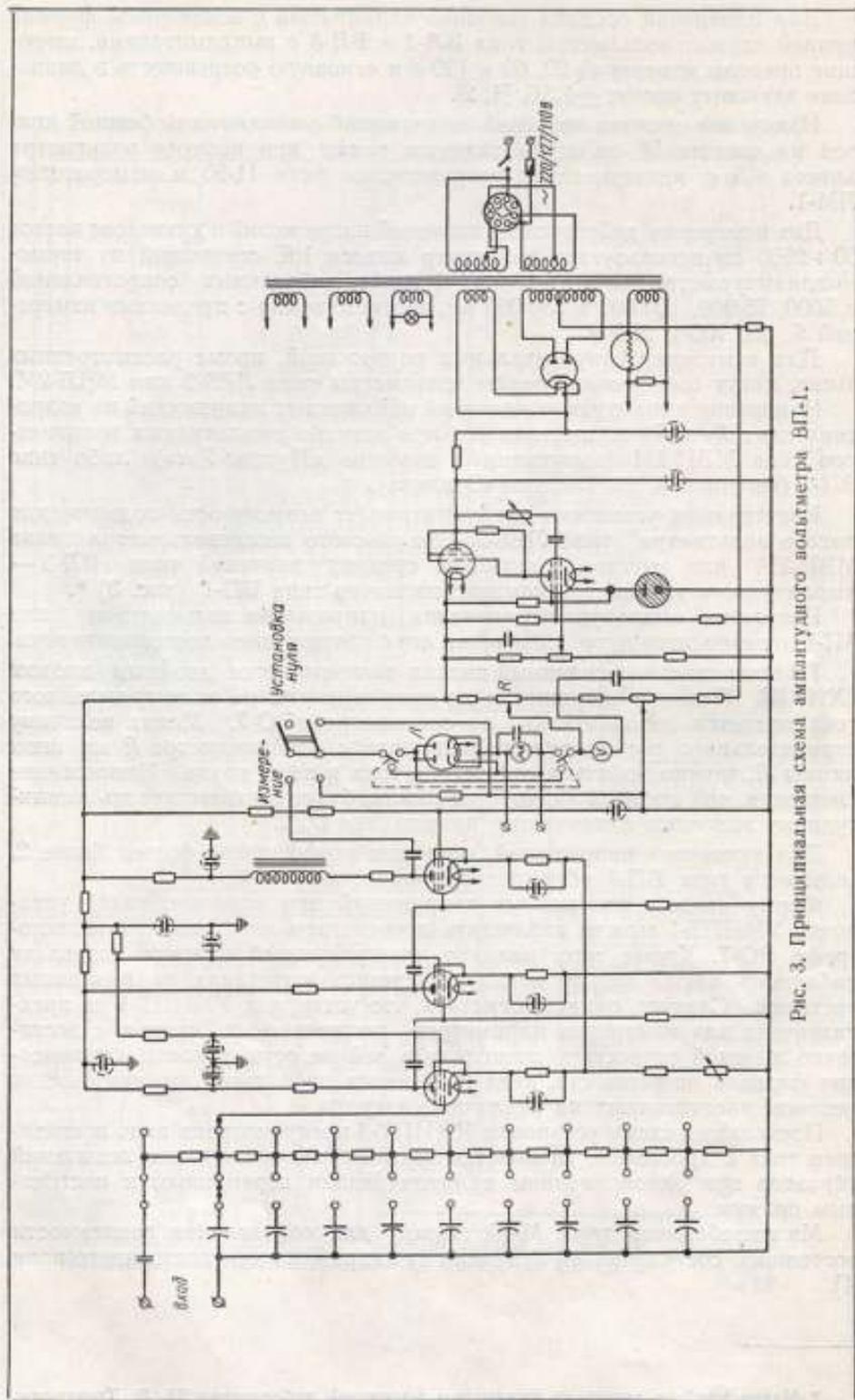


Рис. 3. Принципиальная схема амплитудного вольтметра ВП-1.

Ниже излагаются методы и даются расчетные формулы для определения характеристик магнитномягких материалов на установке УМИПТ-1.

Определение динамической кривой намагничивания

При определении динамической кривой намагничивания измерения могут осуществляться как в режимах практически синусоидальных индукций и напряженностей магнитного поля, так и в промежуточных режимах.

Если напряженность намагничивающего поля синусоидальна, то амплитудное значение ее для кольцевого образца легко может быть определено путем измерения падения напряжения на активном сопротивлении R_1 или R_2 вольтметром любого типа с последующим пересчетом полученного значения на амплитудное.

Если же напряженность магнитного поля и ток несинусоидальны, то максимальное значение тока может быть определено при измерении падения напряжения на активном сопротивлении амплитудным вольтметром.

В последнем случае

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{R}$$

и

$$H_{\max} = \frac{0,2w_1 I_{\max}}{r_{\text{med}}},$$

где r_{med} — средний радиус образца (в см);
 w_1 — число витков намагничивающей обмотки.

Кроме описанного метода определения максимального значения напряженности магнитного поля, для этой же цели может быть использована катушка взаимной индуктивности, первичная обмотка которой включена в намагничивающую цепь [3]. При этом

$$I_{\max} = \frac{E_{M_{\text{med}}}}{4fM},$$

где $E_{M_{\text{med}}}$ — среднее значение э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности (в в);
 f — частота намагничивающего тока (в гц);
 M — коэффициент взаимной индукции катушки (в гн).

Среднее значение э. д. с., имеющей в рассматриваемом случае искаженную форму кривой, измеряется при помощи одного из вольтметров средних значений. Следует, однако, отметить, что включение в намагничивающую цепь катушек взаимной индуктивности затрудняет получение режима практически синусоидальной индукции. В этом случае синусоидальное напряжение источника питания будет уравниваться тремя составляющими: падением напряжения на активном сопротивлении цепи, э. д. с. самоиндукции на первичной обмотке катушки и э. д. с. самоиндукции на намагничивающей обмотке испытуемого образца. Поскольку ток несинусоидален, два первых напряжения также несинусоидальны, причем, если первым напряжением из-за его малости можно пренебречь, то второе имеет весьма заметную величину ввиду того, что индуктивное сопротивление катушки взаимной индуктивности велико. Так как одна из составляющих синусоидального напряжения

искажена, то искаженную форму будет иметь и другая составляющая, т. е. э. д. с., индуцированная в обмотках на образце. Следовательно, индукция в этом случае не может быть синусоидальной.

Лишь при значительном превышении индуктивного сопротивления образца над индуктивным сопротивлением катушки можно получить режим намагничивания, близкий к синусоидальной индукции.

В то же время применение катушки взаимной индуктивности имеет преимущество, особенно в случае одновременного намагничивания образца постоянным и переменным полями, когда кривая тока несимметрична относительно оси времени. При этом, измеряя среднее значение э. д. с. $E_{M_{med}}$, можно непосредственно получить сумму амплитуд переменной составляющей напряженности намагничивающего поля $H_{max} + H_{min}$, что и требуется для подсчета средней проницаемости μ_A [2], характеризующей магнитное состояние материала в условиях сложного намагничивания

$$E_{M_{med}} = 2fM(I_{max} + I_{min}).$$

Сумма амплитудных значений переменной составляющей напряженности магнитного поля для образца кольцеобразной формы в общем случае подсчитывается по формуле

$$H_{max} + H_{min} = \frac{0,1w_1(I_{max} + I_{min})}{r_{med}}. \quad (1)$$

В частном случае при симметричной кривой напряженности магнитного поля

$$H_{max} = \frac{0,2w_1 I_{max}}{r_{med}}. \quad (2)$$

Если образец испытывается в приборе Эпштейна, то напряженность магнитного поля во всех случаях определяется путем измерения э. д. с., индуцированной в измерительной катушке ($E_{k_{med}}$)

$$H_{max} = \frac{E_{k_{med}} \cdot 10^8}{4f(sw)_k}. \quad (3)$$

где $E_{k_{med}}$ — среднее значение э. д. с. (в в) в калиброванной катушке, имеющей постоянную $(sw)_k$ (в $см^2$).

Амплитудное значение индукции на установке УМИПТ-1 определяется во всех случаях по среднему значению э. д. с. ($E_{2_{med}}$), индуцированной в измерительной обмотке на образце.

При этом, если кривая э. д. с. синусоидальна, то измерение можно производить вольтметром любой системы, если же эта кривая несинусоидальна, то — только вольтметрами, измеряющими средние значения напряжений.

В общем случае сумма амплитудных значений переменной составляющей индукции подсчитывается по формуле

$$B_{max} + B_{min} = \frac{E_{2_{med}} \cdot 10^8}{2fSw_2}. \quad (4)$$

а при симметричной индукции — по формуле

$$B_{\max} = \frac{E_{2\text{med}} \cdot 10^8}{4fS\omega_2}, \quad (5)$$

где S — площадь сечения образца (в см²),
 $E_{2\text{med}}$ — среднее значение э. д. с., индуктированной в измерительной обмотке на образце (в в).

При измерениях в приборе Эпштейна, а также на кольцевом образце целесообразно вторичную обмотку располагать настолько близко к испытуемому образцу, чтобы поправкой на поток в воздухе можно было пренебречь ввиду сложности учета угла сдвига фаз между магнитной индукцией и напряженностью намагничивающего поля.

Следует заметить, что в условиях одновременного намагничивания переменным и постоянным полями установка УМИПТ-1 допускает определение кривых зависимости средней проницаемости [2] от напряженности переменного поля при различных фиксированных значениях напряженности постоянного поля. В равной степени она дает возможность определять кривые зависимости средней проницаемости от напряженности постоянного поля при различных фиксированных значениях амплитуды напряженности переменного поля (либо индукции).

Все перечисленные характеристики могут быть определены как в режиме практически синусоидальной напряженности магнитного поля, так и в режиме практически синусоидальной индукции.

Кроме рассмотренной выше кривой зависимости $B_{\max} = f(H_{\max})$, установка УМИПТ-1 позволяет также определять часто используемую на практике условную характеристику — зависимость действующего значения э. д. с., индуктированной во вторичной обмотке на образце, отнесенной к одному витку и к единице площади сечения, от действующего значения намагничивающих ампер-витков. Следует отметить, что эта характеристика будет воспроизводимой для образца любого размера в том случае, если она получена в режиме практически синусоидальной напряженности поля, при искаженной же кривой тока она может зависеть от параметров цепи.

Несмотря на то, что в схеме установки предусмотрено измерение действующих значений напряжений и токов, определить действующую проницаемость μ_e вообще не представляется возможным, так как в соответствии с ГОСТ 6896

$$\mu_e = \frac{B_e}{H_e}. \quad (6)$$

Если действующее значение напряженности магнитного поля для кольцевого образца легко определить на основании результатов измерения действующего значения тока

$$H_e = \frac{0,2\omega_1 I}{r_{\text{med}}}, \quad (7)$$

то действующее значение э. д. с. в измерительной обмотке на образце E_2 , даже при симметричной форме кривой э. д. с., связано сложной зависимостью с действующим значением индукции по формуле

$$E_2 = \pi \sqrt{2} fS\omega_2 \cdot 10^8 \sqrt{2B_{1e}^2 + 18B_{3e}^2 + 50B_{5e}^2 + \dots + 2n^2 B_{ne}^2}, \quad (8)$$

где n — номер гармоники.

Анализ формулы (8) показывает, что определить действующее значение индукции путем измерения действующего значения индуктированной э. д. с. E_2 не представляется возможным.

Действующее значение индукции B_e можно было бы определить, используя анализатор гармоник.

В этом случае действующее значение каждой гармоники индукции следовало бы подсчитывать на основании измерения действующего значения э. д. с. данной гармоники по формуле

$$E_n = 2\pi n f S \omega_2 B_{n_e} \cdot 10^{-8}$$

Действующее значение индукции, как обычно, определялось бы из формулы

$$B_e = \sqrt{B_{1_e}^2 + B_{2_e}^2 + B_{3_e}^2 + \dots + B_{n_e}^2}$$

В заключение рассмотрения методики определения динамической кривой намагничивания на установке УМИПТ-1 следует остановиться на погрешности, которая может привести к значительному снижению точности измерений.

Эта погрешность вызывается наличием большого числа витков в измерительной обмотке. При подключении к этой обмотке вольтметра средних значений (для определения магнитной индукции) по ней протекает ток I_2 , создающий размагничивающее поле напряженности H_2 . Магнитный поток в материале образца соответствует напряженности результирующего поля. В связи с этим полученное значение магнитного потока может быть ошибочно отнесено к первоначальному значению напряженности поля H , подсчитанному по току в намагничивающей обмотке. Изменение магнитного состояния образца при включении вольтметра средних значений, обладающего сравнительно небольшим сопротивлением, происходит по кривой намагничивания материала образца, измеренной при соответствующей частоте.

Из-за нелинейности кривой намагничивания математический подсчет величины этой погрешности весьма сложен. Следовательно, при измерениях необходимо следить за постоянством магнитного потока при подключении ко вторичной обмотке вольтметра средних значений. Это может быть осуществлено подключением к дополнительной вторичной обмотке высокоомного вольтметра типа ЛВ-9 (или МВЛ-2М), входящего в комплект установки УМИПТ-1.

Практически можно допустить изменение показаний высокоомного вольтметра в пределах до 10% и при подсчете магнитной индукции показания вольтметра средних значений умножать на отношение показаний высокоомного вольтметра с отключенным и включенным вольтметром средних значений.

Погрешность еще более увеличивается, если в качестве измерителя служит вольтметр с выпрямителем. В последнем случае измерительная обмотка создает не только размагничивающее поле, но и «подмагничивание», обусловленное постоянной составляющей выпрямленного тока.

Рассмотренная выше погрешность значительно превышает погрешность, обусловленную падением напряжения на вторичной обмотке

образца вследствие индуктивности рассеяния*. При испытании нормальных образцов в условиях замкнутой магнитной цепи этой погрешностью можно пренебречь.

Определение потерь на установке УМИПТ-1

Определение суммарных потерь на установке УМИПТ-1 производится посредством термоваттметра ВМТ-2 в диапазоне частот от 50 гц до 10 кгц.

Подсчет удельных потерь производится по известной формуле

$$P = \frac{1}{m} \left(P_w \frac{w_1}{w_2} - \frac{U^2}{r_2} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right), \quad (9)$$

где P_w — потери, определенные непосредственно по показаниям ваттметра (в вт);

w_1 и w_2 — числа витков намагничивающей и измерительной обмоток;

m — масса испытуемого образца (в кг);

U — действующее значение напряжения в измерительной обмотке, определенное вольтметром с измерителем типа Т-13 (в в);

r_2 — активное сопротивление измерительной обмотки (в ом);

r_2' — активное сопротивление параллельного соединения вольтметров и цепи напряжения ваттметра (в ом).

Поскольку сопротивление цепи напряжения ваттметра сравнительно невелико (50 ом на 1 в), то при включении ваттметра может существенно измениться магнитная индукция в образце. В соответствии с этим уменьшится э. д. с., среднее значение которой может быть подсчитано по формуле

$$E_{2\text{med}}' = U_{\text{med}} \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right). \quad (10)$$

При этом индукцию следует вычислять по формуле (5)

$$B_{\text{max}} = \frac{E_{2\text{med}}' \cdot 10^8}{4fS w_2}.$$

Угловой погрешностью ваттметра можно пренебречь, так как при использовании термоваттметра угол сдвига фаз между напряжением и током в цепи напряжения ваттметра не превышает $1 \div 2'$ [5].

С помощью установки УМИПТ-1 можно производить измерение потерь на кольцевых образцах и в приборах Эпштейна с двойными обмотками не только в режиме синусоидальной индукции, но и при значительных искажениях формы ее кривой. Так, например, благодаря наличию достаточно высокоомного вольтметра для измерения действующих значений напряжений и вольтметра для средних значений допустимо измерять потери при практически синусоидальной напряженности магнитного поля и в условиях комбинированного намагничивания образца постоянным и переменным полями.

В качестве примера в таблице приведены результаты определения суммарных потерь в образце листовой электротехнической стали марки Э330

* Приведенный в литературе [3] экспериментальный прием введения поправки правилен. Так же верно подмечена зависимость этой поправки от индуктивности, хотя объяснение, приведенное там, недостаточно строго. Вывод аналитического значения поправки затруднен нелинейностью зависимости μ от H . (Прим. редактора.)

(толщина листа 0,35 мм) при частоте 50 гц в двух граничных режимах: при синусоидальной индукции и при практически синусоидальной напряженности магнитного поля. Результаты измерений отнесены к одинаковым амплитудным значениям магнитной индукции.

Амплитудное значение магнитной индукции, гс	Суммарные удельные потери, вт/кг	
	синусоидальная магнитная индукция	синусоидальная напряженность магнитного поля
8 000	—	0,66
9 000	—	0,82
10 000	0,92	1,0
11 000	1,1 ₂	1,2
12 000	1,3 ₂	1,4
13 000	1,5 ₄	1,6 ₄
14 000	—	1,9 ₅
15 000	2,0	2,3
16 000	2,3	2,8
17 000	2,6	3,5
18 000	3,0	5,0

На рис. 4 и 5 приведены в качестве примера кривые зависимости полных удельных потерь при частоте 50 гц (для стали Э330) от напряженности постоянного магнитного поля в различных режимах.

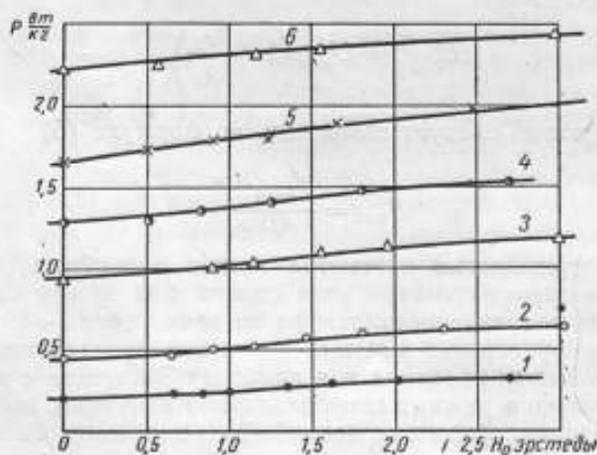


Рис. 4. Кривые зависимости суммарных удельных потерь от напряженности постоянного поля при практически синусоидальной переменной составляющей магнитной индукции и $B_{\text{max}} = \text{const}$ (в гс):
1 — 3960; 2 — 6170; 3 — 9800; 4 — 11750; 5 — 13700; 6 — 15700.

Вид кривых, в основном, объясняется характером изменения переменной составляющей индукции в аналогичных условиях. Во всех перечисленных выше случаях подсчет потерь осуществлялся по формуле (9).

Детального анализа погрешностей определения рассмотренных выше характеристик в настоящей статье не дается, так как он имеется в ряде

других работ, рассматривающих методику испытания магнитных материалов на переменном токе [3, 6] и в условиях сложного намагничивания [2].

Можно, однако, указать на то, что погрешность определения проницаемости на установке УМИПТ-1 составляет $4 \div 6\%$, а погрешность определения потерь $3 \div 5\%$.

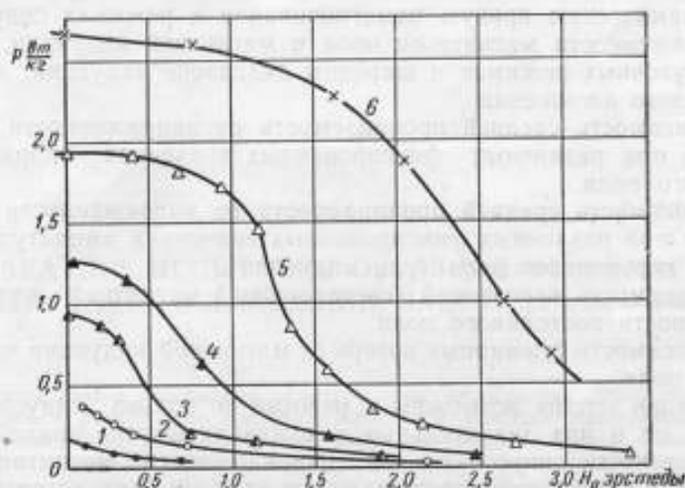


Рис. 5. Кривые зависимости суммарных удельных потерь от напряженности постоянного поля при практически синусоидальной переменной составляющей напряженности магнитного поля и $B_{\max} = \text{вар}$ с начальными значениями (в гс):

1 — 3900; 2 — 6170; 3 — 9800; 4 — 11750; 5 — 13700; 6 — 15700.

Кроме рассмотренных выше характеристик ферромагнитных материалов, для определения которых установка УМИПТ-1 является образцовой, эта установка может быть использована для определения целого ряда дополнительных характеристик.

К таким характеристикам относится, например, определение параметров гистерезисных кривых на частоте 50 гц при помощи вольтметра с механическим выпрямителем [7], определение параметров гистерезисных кривых на различных частотах методом, предложенным В. И. Молотковым [8]. На установке УМИПТ-1 можно осуществить измерение коэрцитивной силы и остаточной индукции при непосредственной калибровке осциллографа ЭО-7 в единицах магнитной индукции и напряженности поля благодаря наличию в схемах вольтметров с выпрямителями. Наблюдая отклонения луча на экране осциллографа (в мм) по вертикали и горизонтали и подсчитывая по формулам (2) и (5) соответствующие значения H_{\max} и B_{\max} , можно легко произвести упомянутую калибровку осциллографа.

Кроме того, на установке УМИПТ-1 можно измерять также максимальную дифференциальную проницаемость.

В настоящей статье не рассмотрена методика измерения перечисленных видов характеристик ввиду того, что установка УМИПТ-1 не предназначается для определения подобных характеристик на нормальных образцах.

Заключение

В результате работ создана установка, обеспечивающая измерение целого ряда характеристик ферромагнитных материалов на переменном токе в диапазоне частот $50 \div 10\,000$ гц и при одновременном намагничивании в постоянном и переменном полях.

Установка дает возможность определить следующие основные функциональные зависимости:

1. Динамическую кривую намагничивания в режимах синусоидальной напряженности магнитного поля и магнитной индукции, а также в промежуточных режимах в широком диапазоне индукций, вплоть до практического насыщения.

2. Зависимость средней проницаемости от напряженности переменного поля при различных фиксированных значениях напряженности постоянного поля.

3. Зависимость средней проницаемости от напряженности постоянного поля при различных фиксированных значениях амплитуды напряженности переменного поля (или индукции).

4. Зависимость постоянной составляющей магнитной индукции от напряженности постоянного поля.

5. Зависимость суммарных потерь от магнитной индукции или напряженности поля.

Измерения потерь возможны в режиме не только синусоидальной индукции, но и при значительных искажениях формы кривой э. д. с., при практически синусоидальной напряженности магнитного поля и в условиях комбинированного намагничивания образца постоянными и переменными полями.

Установка УМИПТ-1 обеспечивает определение проницаемости с погрешностью 4—6% и потерь с погрешностью 3—5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т., Чернышева Н. Г., Чечурина Е. Н., Физика металлов и металловедение, т. 1, вып. 1, 1955.
2. Чечурина Е. Н., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956.
3. Чернышев Е. Т., Чернышева Н. Г., Труды ВНИИМ, вып. 29(89), 1956.
4. Чечурина Е. Н., Труды ВНИИМ, вып. 38(98), 1959.
5. Арутюнов В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, Госэнергоиздат, 1958.
6. Шрамков Е. Г., Труды ВНИИМ, вып. 1(56), 1947.
7. Кифер И. И., Пантюшин В. С. Испытания ферромагнитных материалов, Госэнергоиздат, 1955, стр. 149—156.
8. Молотков В. И., Сборник трудов Ленинградского политехнического института, № 194, 1958.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.



Н. Г. ЧЕРНЫШЕВА

УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 20 кГц — 1 МГц

В статье дается описание аппаратуры для определения проницаемости и тангенса угла потерь мостовым методом в образцах высокочастотных ферромагнитных материалов (ферриты, магнитодиэлектрики, листовые материалы тонкого проката) в зависимости от напряженности магнитного поля и частоты. Проводится анализ погрешностей установки и даются расчетные формулы с учетом поправочных членов.

Для контроля свойств оксидных ферромагнетиков на предприятиях, изготавливающих и применяющих эти материалы, возникла необходимость в разработке образцовой аппаратуры и методики измерений на ней нормальных образцов.

В качестве основных магнитных характеристик, подлежащих определению, были выбраны зависимость проницаемости и тангенса угла потерь от напряженности магнитного поля и частоты. На основании этих данных могут быть определены коэффициенты потерь на гистерезис, вихревые токи и последствие.

Изучение отечественной и зарубежной литературы [1—12] показало значительный интерес ряда исследователей к вопросам измерения магнитных характеристик ферромагнитных материалов на переменном токе звукового и ультразвукового диапазонов частот. Следует заметить, что в литературных источниках наиболее слабым местом является освещение вопросов точности определения магнитных характеристик тем или другим из рассматриваемых методов.

Измерение упомянутых выше магнитных характеристик, в основном, осуществляется мостовым методом последовательного и параллельного резонанса, применением резонансного контура по типу куметра и получившими в последнее время широкое распространение Т-образными схемами.

Необходимость новой разработки измерительной аппаратуры была вызвана отсутствием к моменту проведения работы отечественных установок для всего диапазона частот от 20 кГц до 1 МГц. Кроме того, зарубежная аппаратура для указанного диапазона частот не всегда имеет исчерпывающую документацию, что затрудняет проведение анализа возможных погрешностей измерения.

Для характеристики материалов, применяемых при повышенных частотах, обычно пользуются зависимостью проницаемости от напряженности намагничивающего поля (или тока). В связи с этим было целесообразно использовать мостовую схему (рис. 1) с последовательным соединением емкости и индуктивности с

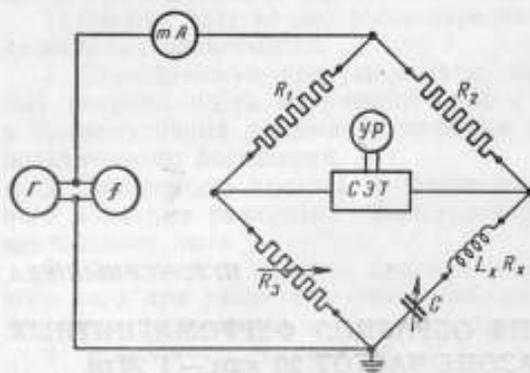


Рис. 1. Принципиальная схема моста.

сердечником из испытуемого материала с тем, чтобы можно было непосредственно измерить ток, протекающий по обмотке образца. Питание моста осуществляется от генератора* (рис. 2) с диапазоном частот 10–1000 кГц и выходным напряжением 0–120 в при мощности порядка 10 вт. В качестве указателя равновесия применен резонансный усилитель (рис. 3).

Измерение частоты генератора типа ГСУ-3 производится гетеродинным волномером ВГ-527 с выпрямителем В (рис. 4).

Сила тока в неразветвленной части мостовой схемы измеряется миллиамперметрами термоэлектрической системы типа Т-13 с наружными термоэлементами типа Т-102. В измерительной диагонали моста применен симметрирующий экранированный трансформатор типа СЭТ-12 на входе резонансного усилителя УР.

Для расширения пределов измерения по сопротивлению предусмотрено переменное отношение плеч моста. В качестве отношения плеч 1:1 использованы два проволочных сопротивления по 100 ом, а для отношения 10:1 и 1:10 — керамические сопротивления на 100 и 10 ом.

Регулируемыми элементами установки являются магазин емкостей типа МЕРП-5 с декадами по 0,1; 0,01 и 0,001 мкФ и с воздушным конденсатором на 1100 пФ, а также магазин сопротивлений типа МСП-6 с декадами по 1000, 100, 10 и 1 ом и реохордом на 1,1 ом (рис. 4). Общий вид установки УИММ-2 приведен на рис. 5.

Для оценки погрешностей установки напишем уравнения равновесия моста при отношении плеч $R_1 : R_2 = 1 : 1$ с учетом реактивных составляющих магазина сопротивлений, вызываемых емкостью C_3 и остаточной индуктивностью L_3 , и потерь в конденсаторах магазина емкостей (в соответствии с рис. 6)

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C} + L_3 - \frac{C_3 L_3}{C} - R_3 R_x C_3 - R_1 r C_3$$

и

$$R_x = \frac{R_3 \left(1 - \frac{C_3}{C}\right) + \omega^2 C_3 R_3 L_x}{1 - \omega^2 C_3 L_3} - r.$$

Подсчитаем отдельные члены этих выражений для частоты в 1 МГц (верхний предел измерений для данной установки).

* Схемы генератора и указателя равновесия разработаны механиком ЦЭЛ завода «Эталон» г. Д. И. Малюшиным.

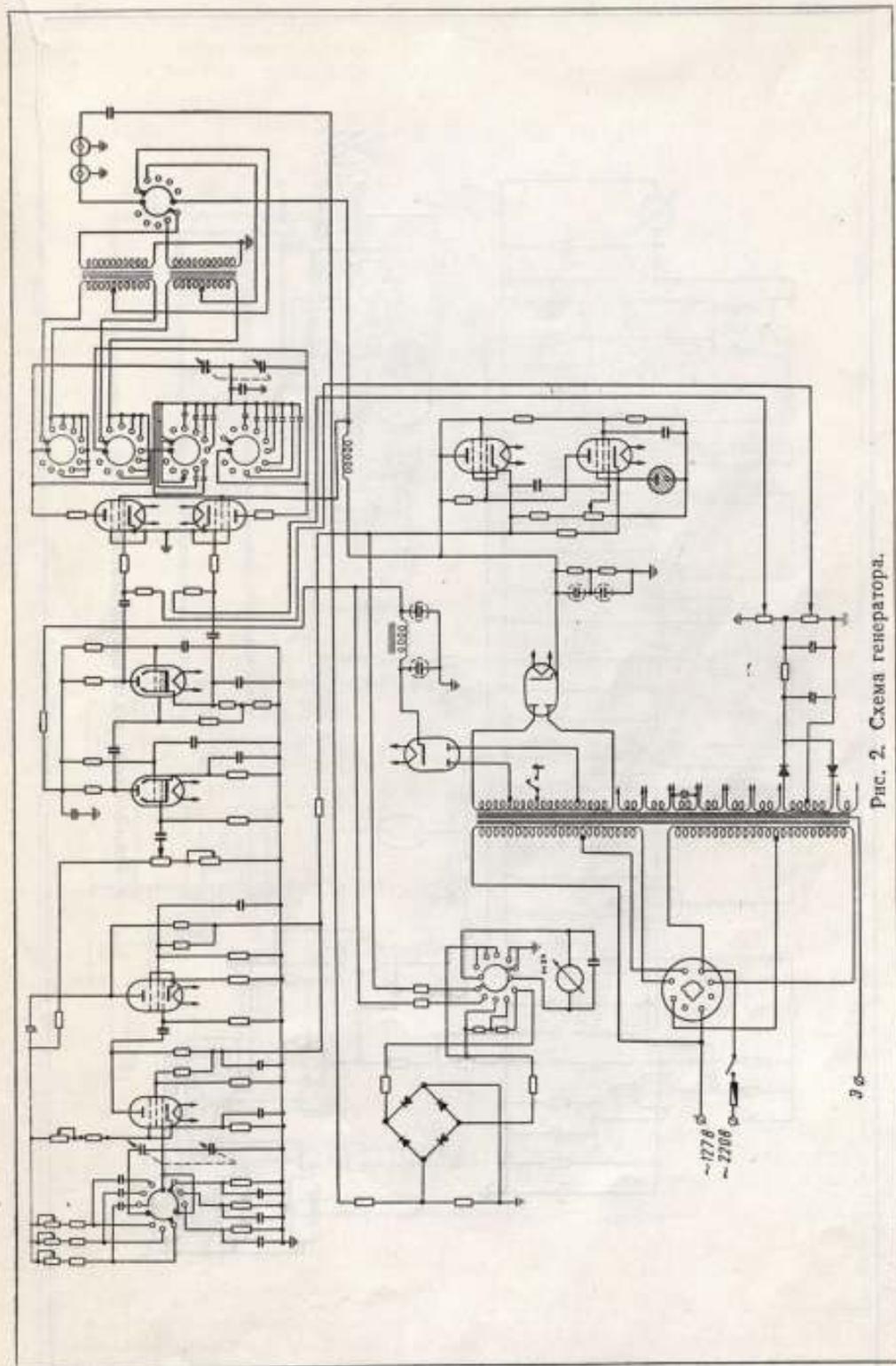


Рис. 2. Схема генератора.

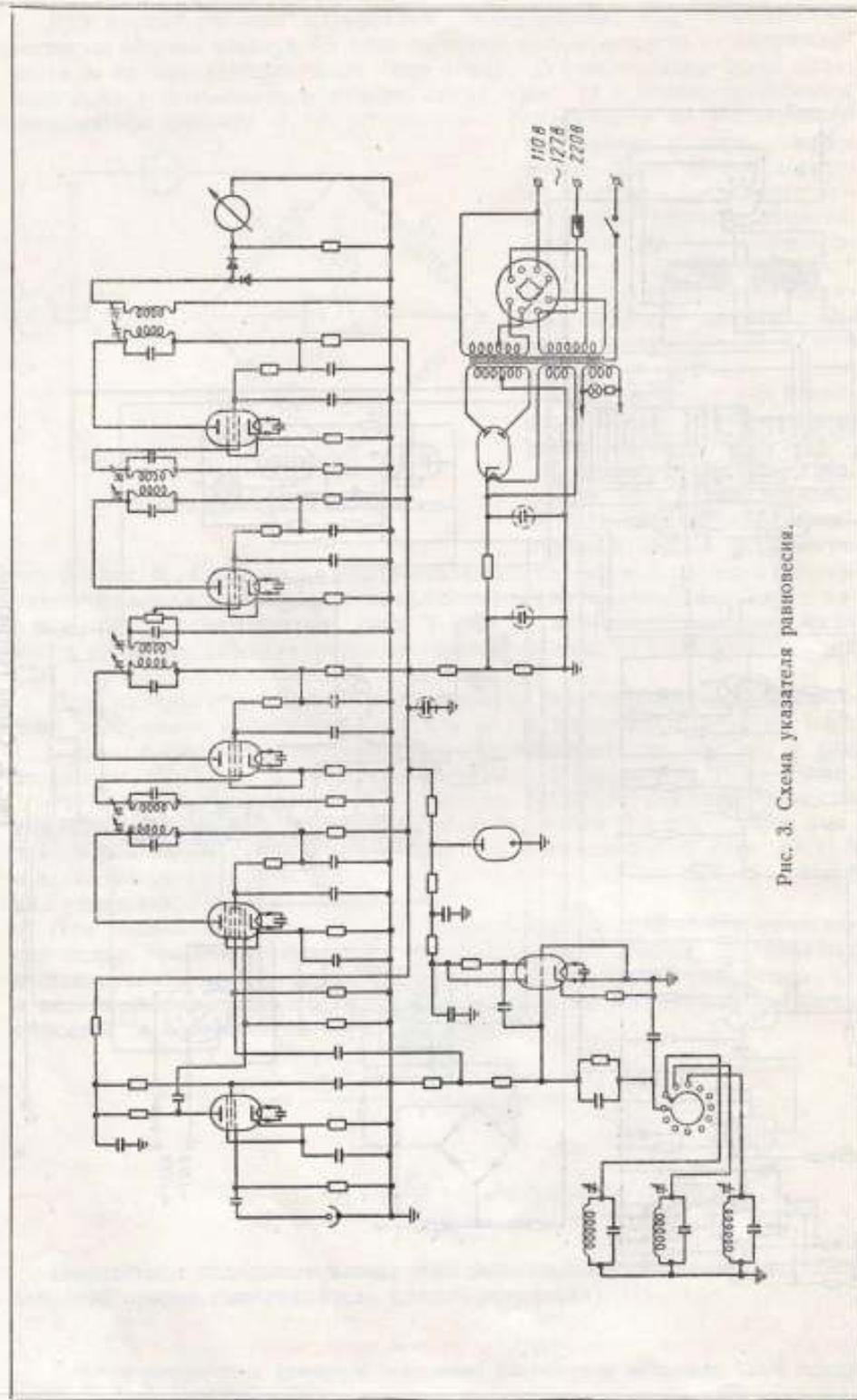


Рис. 3. Схема указателя равновесия.

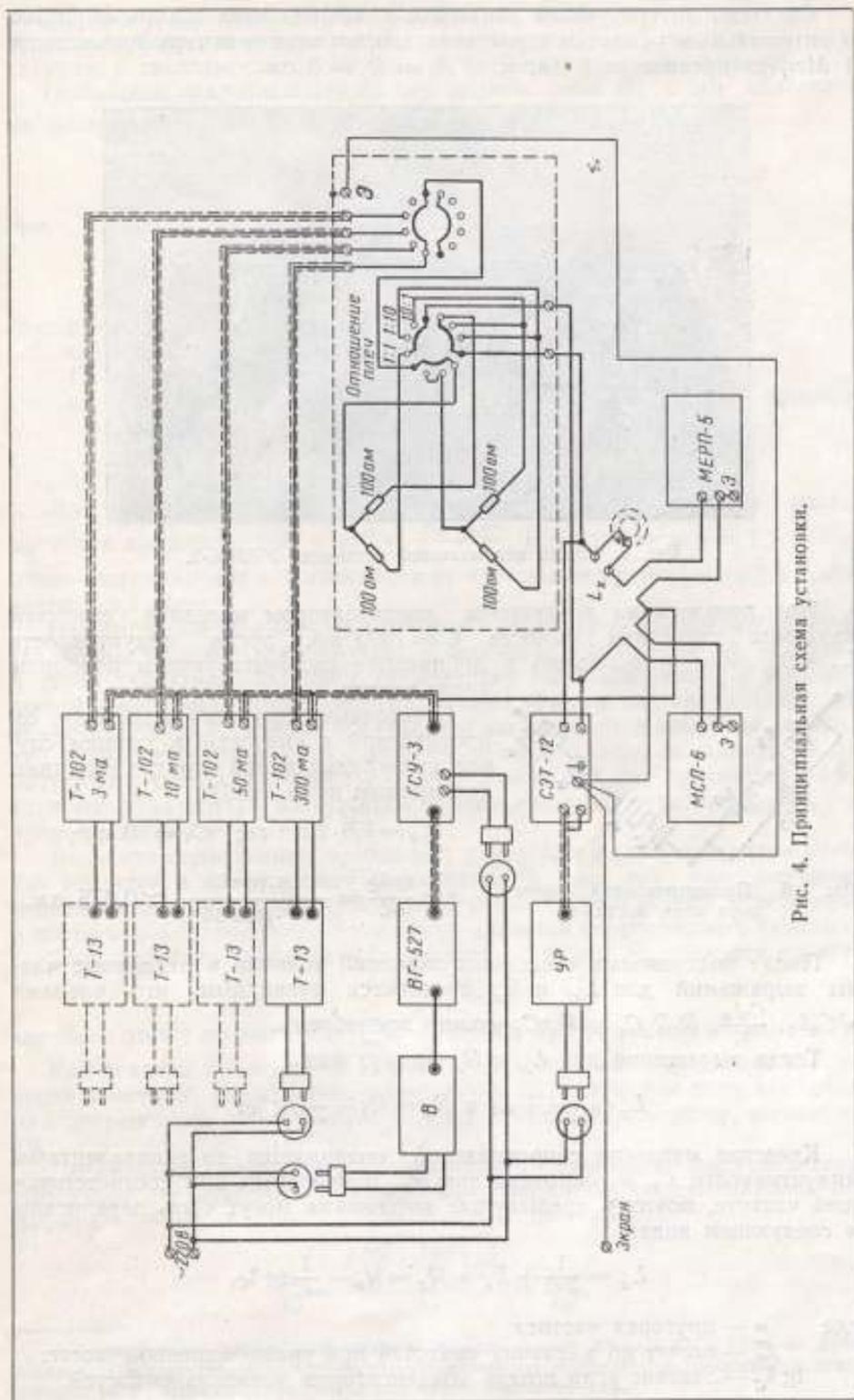


Рис. 4. Принципиальная схема установки.

Согласно литературным данным о коэффициентах потерь ферритов и оптимальным условиям испытания сопротивление потерь при частоте 1 Мгц не превышает 8 ом, т. е. $R_3 \approx R_x = 8 \text{ ом}$.

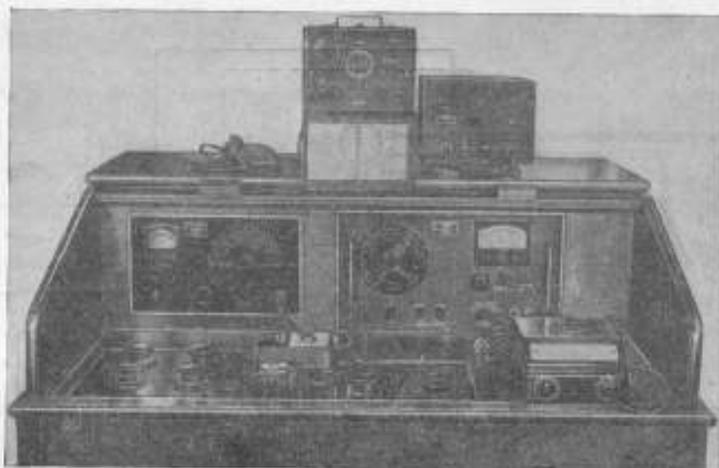


Рис. 5. Общий вид мостовой установки УИММ-2.

При пользовании воздушным конденсатором магазина емкостей задаем значение емкости $C = 1000 \text{ пф}$, тогда индуктивность $L_x = 25 \text{ мкГн}$, чего обычно и добиваются соответствующим подбором числа витков.

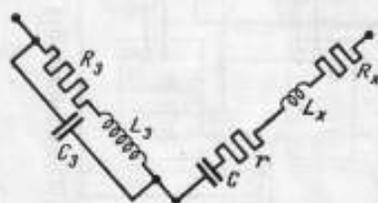


Рис. 6. Принципиальная схема двух плеч моста.

Остаточные параметры магазинов сопротивлений и емкостей в худшем случае имеют следующий порядок величины (по данным испытаний):

$$L_3 = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ гн}; \quad C_3 = 20 \text{ пф};$$

$$r = \frac{\text{tg } \delta_C}{\omega C} = \frac{5 \cdot 10^{-4}}{6 \cdot 10^6 \cdot 1000 \cdot 10^{-12}} \approx 0,075 \text{ ом}.$$

После подстановки численных значений величин в отдельные члены выражений для L_x и R_x становится очевидным, что членами $\omega^2 C_3 L_3$, $\frac{C_3 L_3}{C}$, $R_3 R_x C_3$ и $R_3 r C_3$ можно пренебречь.

Тогда выражения для L_x и R_x примут вид

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C} + L_3 \quad \text{и} \quad R_x = R_3 - \frac{1}{\omega C} \text{tg } \delta_C.$$

Качество магазина сопротивлений оценивается по эквивалентным индуктивности L_3 и сопротивлению R_3 , измеренным при соответствующей частоте, поэтому предыдущие выражения могут быть переписаны в следующем виде:

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C} + L_3 \quad \text{и} \quad R_x = R_3 - \frac{1}{\omega C} \text{tg } \delta_C,$$

где ω — круговая частота;
 C — отсчет по магазину емкостей при уравновешенном мосте;
 $\text{tg } \delta_C$ — тангенс угла потерь конденсаторов магазина емкостей.

Магазин сопротивлений был испытан на постоянном токе. Затем по известным формулам было подсчитано изменение сопротивления его катушек в зависимости от частоты за счет влияния скин-эффекта.

Отношение сопротивления на переменном токе R_{ω} к его значению на постоянном токе R_0 подсчитывалось по формуле

$$\frac{R_{\omega}}{R_0} = 1 + 0,84 \cdot N^4$$

при

$$N = 2 \cdot 10^{-2} \frac{s}{\pi} \sqrt{\frac{f \mu}{\rho}}$$

где s — площадь поперечного сечения проводника (в см^2);

π — периметр поперечного сечения проводника (в см);

f — частота переменного тока (в Гц);

ρ — удельное электрическое сопротивление материала провода (в $\frac{\text{ОМ} \cdot \text{ММ}^2}{\text{М}}$);

μ — магнитная проницаемость материала провода.

Для мanganinовой ленты, из которой намотаны катушки декад магазина сопротивлений, $\rho = 0,48 \frac{\text{ОМ} \cdot \text{ММ}^2}{\text{М}}$, проницаемость $\mu = 1$ и изменение сопротивления в зависимости от частоты не превышает 0,2% (для частоты в 1 МГц).

На основании результатов измерений параметров магазина емкостей (величина тангенса угла потерь) и магазина сопротивлений (эквивалентная индуктивность) была произведена оценка возможных погрешностей измерений, обусловленных квадратурными составляющими, на разных частотах*. Расчет показал, что погрешность в измерении сопротивления потерь обмотки с испытуемым сердечником, вызванная квадратурными составляющими магазина емкостей, не превышает 1% (тангенс угла потерь воздушного конденсатора при частоте 1 МГц не превосходит $5 \cdot 10^{-4}$).

Величина поправочных членов при измерении малых индуктивностей (от 100 мкГн и ниже) может превышать 1%, но так как значения эквивалентных индуктивностей L_x магазина сопротивлений определены с достаточной точностью, то они могут являться поправочными членами.

Следовательно, формула для подсчета величины R_x сводится к виду:

$$R_x = R_0,$$

где R_0 — отсчет по магазину сопротивлений при уравновешенном мосте.

Как показал проведенный анализ, при подстановке в уравнение равновесия вместо R_x значения R_0 , измеренного на постоянном токе, предельная погрешность (при частоте 1 МГц) составляет величину, меньшую 1%.

Предельная погрешность определения величины индуктивности обмотки с сердечником из испытуемого материала подсчитывалась по формуле

$$\frac{\Delta L_x}{L_x} = \frac{\left(\frac{\Delta C}{C} + \frac{2\Delta\omega}{\omega} \right) \frac{1}{\omega^2 C}}{L_x} + \frac{\Delta L_2}{L_x}.$$

* Теоретический анализ погрешностей при отношении плеч 1:10 и 10:1 не проводился, а экспериментальная проверка показала, что погрешности измерений в этих случаях не превышают погрешности при отношении плеч 1:1.

Погрешность воздушного конденсатора магазина емкостей имеет порядок $0,5 \text{ нф}$, что в худшем случае (при $C = 200 \text{ нф}$) может дать относительную погрешность измерения емкости в $0,2\%$.

Погрешность измерения частоты гетеродинамическим волномером может доходить до 50 гц , что при измерениях на нижнем для данной установки пределе по частоте в 20 кгц составит также $0,2\%$.

Значение индуктивности L_x , как показали данные проверки магазина сопротивлений, не превышает $1,5\%$ от значения измеряемой индуктивности, и погрешностью ее измерения можно пренебречь.

Следовательно, погрешность измерения индуктивности может доходить до $0,6\%$.

При анализе погрешностей ввиду неопределенности их численных значений не рассматривались погрешности, обусловленные емкостью монтажа, емкостью экранов магазинов (сопротивлений и емкостей) на землю, емкостью всего плеча с измеряемой индуктивностью, частичной емкостью симметрирующего трансформатора и т. д. Поэтому, кроме приведенного рассмотрения величин возможных погрешностей схемы от несовершенства ее отдельных элементов, установка в целом была поверена по образцовым катушкам индуктивности и добротности с известными параметрами и зависимостью их от частоты. Проверка производилась по катушкам, индуктивность которых находилась в пределах от 20 мкгн до 25 мгн и сопротивление — от $1,5$ до 300 ом при частотах до 1 Мгц .

Результаты измерений показали, что расхождения данных, полученных на установке лаборатории магнитных измерений ВНИИМ, с паспортными данными катушек не превышают по индуктивности 1% и по сопротивлению — 5% .

Подсчет проницаемости материала сердечника, величины напряженности намагничивающего поля (максимальное значение) и тангенса угла потерь производился по известным формулам

$$\mu = \frac{L_x d_{cp} \cdot 10^9}{4S w^2};$$

$$H_{max} = \frac{0,4 w I_{max}}{d_{cp}}$$

и

$$\text{tg } \delta = \frac{R_n}{\omega L_x},$$

где d_{cp} — средний диаметр тороидального образца (в см);
 S — площадь поперечного сечения испытуемого образца (в см²);

w — число витков обмотки;

I_{max} — максимальное значение намагничивающего тока (в а);

ω — круговая частота намагничивающего тока;

$R_n = R_x - r_0$ — сопротивление потерь образца (в ом);

r_0 — активное сопротивление обмотки на образце при данной частоте (в ом).

Для того чтобы величина r_0 мало отличалась от омического сопротивления, измеренного на постоянном токе, обмотка на образцах выполнялась проводом литцендрат (ЛЭШД $12 \times 0,1$ или ЛЭШД $14 \times 0,07$).

Как показал расчет по формулам Беттерворса [13, 14], при наибольшей частоте испытания (1 Мгц) измерение сопротивления указанного выше провода по сравнению с его омическим сопротивлением составляло примерно 5% .

В измеренные величины индуктивности L_x и сопротивления R_x вводилась поправка на величину собственной емкости C_L обмотки в соответствии с формулами

$$L_x = \frac{L'_x}{1 - \omega^2 L_x C_L}$$

и

$$R_x = \frac{R'_x}{(1 - \omega^2 L_x C_L)^2},$$

где L'_x и R'_x — индуктивность и сопротивление с учетом собственной емкости обмотки катушки с испытуемым сердечником C_L .

Величина собственной емкости C_L определялась по методу Ритца.

При резонансе в контуре, составленном из параллельно соединенных переменного конденсатора C и катушки с индуктивностью L_x и собственной емкостью C_L , имеет место равенство

$$\omega_p^2 L_x (C_L + C) = 1$$

или

$$\frac{1}{\omega_p^2} = L_x C + L_x C_L$$

Настраивая контур в резонанс при различных частотах, можно определить величину собственной емкости C_L на основании графика, приведенного на рис. 7. Измерения собственной емкости катушек с ферромагнитными сердечниками производились при помощи куметра. Включая параллельно испытуемой катушке различные добавочные конденсаторы с известной емкостью C_d , определяем резонансную частоту ω_p для получения нескольких точек на графике зависимости $\frac{1}{\omega_p^2}$ от C_d .

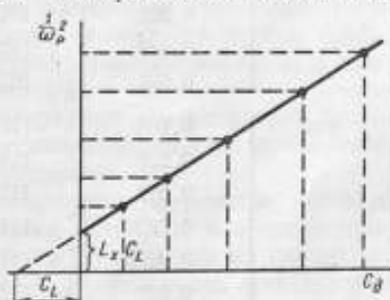


Рис. 7. График определения собственной емкости обмотки с испытуемым сердечником по методу Ритца.

Этот метод измерения собственной емкости катушек с ферромагнитными сердечниками (особенно из листовых материалов) является весьма приближенным, так как при измерениях не учитывается изменение проницаемости материала сердечника, а следовательно, и индуктивности катушки в зависимости от частоты.

Обычно величина собственной емкости обмотки испытуемого образца составляет 3—5 пф. Поправка на ее влияние при наивысшей для данной установки частоте испытания (1 Мгц) может достигать при измерении индуктивности до 1—1,5% и при измерении сопротивления — до 2 ÷ 3%.

Очевидно, что при определении проницаемости возникают дополнительные (по сравнению с индуктивностью) погрешности, обусловленные погрешностями измерения среднего диаметра образца и площади его поперечного сечения. Кроме того, каждое значение проницаемости соответствует определенному значению напряженности магнитного поля, которая, в свою очередь, зависит от точности измерения геометрических размеров образца и силы намагничивающего тока.

Таблица 1

f , кгц	$H_{\text{ин}} \cdot \delta$	$\mu'_{\text{ж}}$, вл. СГС	$\mu_{\text{ж}}$, вл. СГС	$R_{\text{ж}}$, ом	$R_{\text{ж}} - r_0$, ом
Сталь Э310					
100	0,162	309	471	331	329
	0,227	307	485	350	348
	0,318	308	496	362	360
	0,380	309	506	374	372
	0,443	311	514	382	380
	0,542	313	526	395	393
200	0,146	196	310	449	447
	0,305	191	325	490	488
	0,366	191	331	504	502
	0,446	192	337	517	515
	0,537	192	343	530	528
400	0,160	115	203	626	624
	0,236	114	208	648	646
	0,322	112	211	667	665
	0,399	111	214	685	683
	0,466	111	216	695	693
	0,532	112	220	705	703
600	0,110	84,2	154	720	718
	0,190	80,6	156	750	748
	0,223	78,8	157	760	758
	0,297	76,7	160	784	782
	0,371	75,7	162	801	799
	0,451	75,2	163	812	810
800	0,094	59,2	126	830	828
	0,176	55,8	128	858	856
	0,239	54,8	129	875	873
	0,295	52,1	130	889	887
	0,371	50,6	132	906	904
	0,455	50,5	133	917	915
1000	0,172	36,1	107	939	957
	0,235	35,3	109	973	971
	0,303	33,3	110	982	980
	0,371	32,3	111	992	990
Пермаллой марки 50НХС					
50	0,325	973	1730	1858	1855
	0,449	929	1830	2041	2038
	0,686	963	1990	2252	2249

f , кГц	H_m , э	μ'_x , ед. СГС	μ_x , ед. СГС	R_x , ом	$R_x - r_0$, ом
100	0,359	622	1140	2482	2479
	0,504	602	1170	2581	2578
	0,670	585	1200	2722	2719
150	0,300	442	851	2820	2817
	0,480	424	865	2930	2927
	0,667	419	878	3000	2997

Оценивая предельную погрешность измерения геометрических размеров примерно в 2% и учитывая, что при измерении тока термомиллиамперметром погрешность в лучшем случае может составить 1,5%, получаем погрешность определения магнитной проницаемости при данной частоте и напряженности поля порядка 5%.

Эта величина была подтверждена многократными повторными измерениями, а также сравнительными испытаниями образцов на установках ВНИИМ и других исследовательских организаций.

Установка была разработана для испытания ферритов, однако, ввиду того, что в настоящее время в технике начинают все шире применяться листовые материалы тонкого проката для работы на повышенных частотах, представляло интерес проверить возможность использования данной мостовой установки и для испытания листовых материалов.

При испытании последних следует учитывать, что в ферромагнитных материалах, обладающих значительными потерями, проницаемость μ'_x , подсчитанная на основании измерений индуктивности, существенно отличается от модуля полной проницаемости μ_x в соответствии с формулой

$$\mu_x = \frac{\mu'_x}{\cos \delta},$$

где δ — угол магнитных потерь в материале.

В качестве примера в табл. 1 приведены результаты испытания тороидальных образцов листовой электротехнической стали марки Э310 толщиной 0,08 мм и пермаллоя марки 50НХС той же толщины.

В табл. 2 приведены результаты испытаний образца высоко-

Таблица 2

f , кГц	1,0	2,5	20	100	500	1000
Магнитная проницаемость μ при амплитудном значении напряженности переменного магнитного поля в 0,003 э, ед. СГС . . .	12400	11300	6000	2700	440	200

никелевого пермаллоя марки 79НМ (толщина проката 0,05 мм), заключающихся в измерениях зависимости начальной магнитной проницаемости от частоты.

Установку удалось применить для определения магнитной проницаемости ферритов в условиях одновременного намагничивания постоянным и переменным полями. На образец наматывалась дополнительная обмотка для постоянного тока, последовательно с которой были включены регулировочные реостаты, амперметр постоянного тока, дроссель и аккумуляторная батарея.

В процессе измерений амплитудное значение напряженности переменного поля поддерживалось неизменным, а напряженность постоянного поля изменялась, т. е. снимались кривые вида

$$\mu = f(H_0) \text{ при } H_{\text{max}} = \text{const.}$$

Подобного рода кривые были определены для ферритов марок НЦ-500, НЦ-1000 и НЦ-2500 при частоте переменного тока до 200 кГц.

Поскольку методика испытаний образцов в условиях одновременного намагничивания постоянным и переменным полями мало отличается от описанной выше методики измерений при намагничивании только переменным полем, то дополнительно исследовать погрешности в рассматриваемом случае нецелесообразно. Необходимо только отметить, что дополнительная погрешность, обусловленная наличием обмотки постоянного тока, может составить 1—2%.

Заключение

В результате работы создана аппаратура для измерения характеристик ферромагнитных материалов (ферриты, магнитодиэлектрики, листовые материалы тонкого проката) в диапазоне частот от 20 кГц до 1 МГц.

Изучение погрешностей установки УИММ-2 показало, что при испытании на переменном токе индуктивность обмотки с сердечником из испытуемого материала может быть измерена с погрешностью не выше 1%, активное сопротивление — 5% и магнитная проницаемость — 5%.

При определении магнитных характеристик в условиях одновременного действия постоянного и переменного полей в диапазоне частот 20—200 кГц погрешность измерения проницаемости не превосходит 7% и сопротивления потерь — 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабкин Л. И. и Шольц Н. Н., Магнитодиэлектрики и феррокатушки, Госэнергоиздат, 1948.
2. Dappati C., J. I. E. E., v. 79, № 480, 1936.
3. Lamson H. W., Proc. I. R. E., v. 36, № 2, 1948.
4. Polder D., Proc. I. E. E., p. II, № 56, v. 97, april 1950.
5. Dieterly D. C. and Ward C. E., ASTM Bulletin, № 182, may 1952.
6. Owen C. E., Proc. I. R. E., 1952; № 2, v. 40, march 1953.
7. Van der Burgt C. M., Gevers M. and Wijn H. P. J. Philips Techn. Rev., v. 14, 1953.

8. Welsby V. G., The Post office E. E. J., v. 35, July 1942.
9. Instruments Practice Automation and Electronics, v. 12, № 2, 1958.
10. Choudhury J. K. and Sen P. C., J. of Sci. Instr., v. 35, № 4, april 1958.
11. Grieg J. and Izgur A., J. of Sci. Instr. and Physics in Industry, v. 26, № 8, august 1949.
12. Pelissier G., L'onde électrique, v. XXXV, march — avril 1955.
13. Butterworths, Experimental Wireless, IV—V, 1926; I, 1929.
14. Справочник по радиотехнике под общей редакцией Б. А. Смиренина, Госэнергиздат, 1950.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

И. А. ОРАЛОВА, Е. Т. ЧЕРНЫШЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНЫХ ПОТЕРЬ В ОБРАЗЦАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В статье дано описание методики измерения полных потерь в образцах ферромагнитных материалов на частотах до 20 000 гц, приведены результаты сравнительных испытаний калориметрического метода с ваттметровым и мостовым, дана оценка погрешностей измерения полных потерь и магнитной индукции.

Определение полных потерь, являющихся одной из важнейших характеристик ферромагнитных материалов, встречает до сих пор большие методические трудности, в особенности при измерениях на повышенных частотах. Применяемая для измерения потерь методика основывается на определении эквивалентных им электрических параметров и требует образцовых электрических мер (например, сопротивления), значения которых для повышенных частот должны быть хорошо известны.

При оценке погрешностей той или иной установки необходимо опираться на нормальные образцы.

Значение потерь этих нормальных образцов, естественно, должно быть определено каким-нибудь другим, более точным методом. Таков именно калориметрический метод измерения потерь на гистерезис и вихревые токи. Он является абсолютным и поэтому именно его наиболее целесообразно применять при измерениях на повышенных частотах, где другие методы не дают высокой точности измерения.

В работах советских и зарубежных ученых указывается, что калориметрический метод следует применять для проверки данных, полученных при определении потерь в ферромагнитных материалах мостовыми методами [1, 2].

Измерительная аппаратура

Принцип калориметрического метода заключается в том, что энергия, выделяемая в ферромагнитном материале, переходя в тепловую форму, вызывает нагрев жидкости, находящейся в особом сосуде. По изменению температуры жидкости судят о количестве выделившегося тепла.

Основной частью описываемой установки (рис. 1) для измерения потерь в образцах ферромагнитных материалов является сосуд Дюара 1,

наполненный трансформаторным маслом, в который помещается укрепленный на особом держателе 2 образец в форме тора. Для перемешивания масла в сосуде имеются мешалки 3, которые вращаются двигателем постоянного тока. Внутри сосуда находится отверстие 4, в которое помещается термометр на пределы измерений $18 \div 22^\circ \text{C}$ с ценой деления $0,01^\circ \text{C}$.

Сосуд Дюара помещается в футляре из гетинакса 5; между стенками сосуда и футляром находится слой теплоизолирующего материала (мипора) 6. Сам футляр вставлен в стакан из алюминия, который находится в разъемной оболочке, состоящей из верхнего 7 и нижнего 8 кожухов. Оболочка заполнена водой, температура которой поддерживается на заданном уровне за счет подогретой воды, прогоняемой при помощи насоса по змеевикам 9, расположенным между стенками оболочки и имеющим ввод и вывод через специальные патрубки 10, соединенные с термостатом.

Поддержание определенной температуры воды в термостате осуществляется с помощью электрических нагревателей и холодильника. Регулирование температуры с точностью $\pm 0,05^\circ \text{C}$ производится контактным термометром с магнитным шунтом.

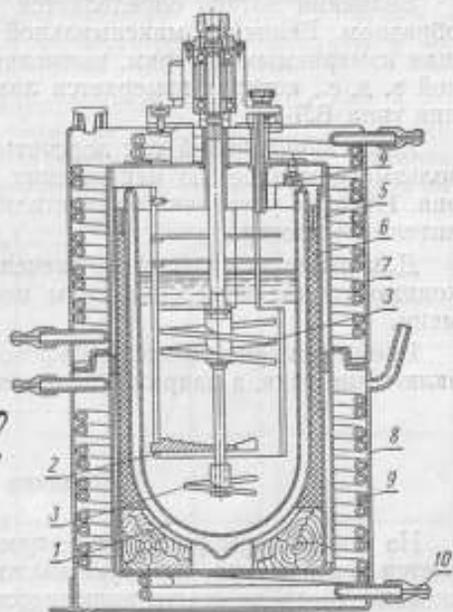


Рис. 1.

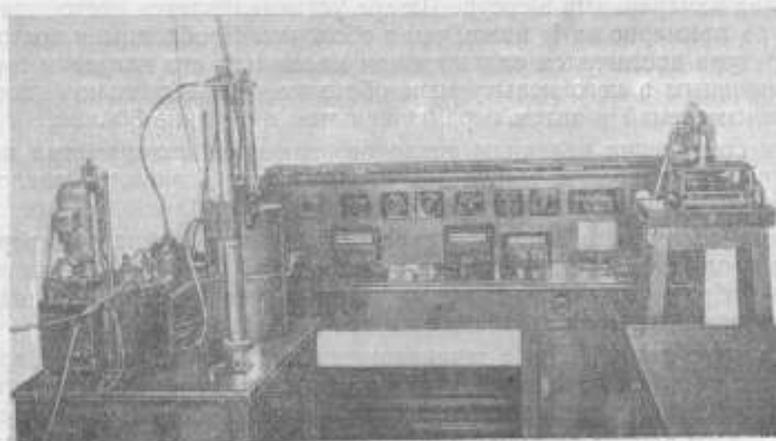


Рис. 2. Общий вид установки для измерения полных потерь.

Конструкция термостата включает корпус с крышкой, на которой монтируются отдельные узлы. На кронштейне установлен электродвигатель переменного тока, вал которого посредством гибкой муфты соединен с осью, приводящей во вращение мешалку и насос.

На разработанной установке (рис. 2) осуществляется определение потерь на гистерезис и вихревые токи в зависимости от индукции в испытуемом образце.

Величина потерь определяется по количеству тепла, выделенного образцом. Величина максимальной магнитной индукции, соответствующая измеряемым потерям, вычисляется по среднему значению переменной э. д. с., которая измеряется ламповым вольтметром среднего значения типа ВЛ-1.

Намагничивающий ток подсчитывается по измеренному ламповым вольтметром падению напряжения на образцовой катушке сопротивления. Питание установки осуществляется от генератора ЗГ-10 через усилитель мощности.

Для измерения теплового значения калориметрической системы необходимо точное измерение силы постоянного тока, напряжения и времени.

Время измеряется хронографом, который начинает запись в момент включения тока, а напряжение и ток измеряются компенсаторами.

Методика измерений

На шкале терморегулятора, помещенного в термостат, устанавливается температура, которую должна иметь оболочка (20°C), а за несколько часов до опыта включается термостат. Нужная температура, установленная по шкале терморегулятора в термостате, достигается в оболочке калориметра по истечении 3 ч с момента его включения. После ее установления в течение часа, т. е. времени, необходимого для производства опыта, она колеблется в пределах $\pm 0,03^{\circ}\text{C}$, что дает возможность считать, что во время опыта температура в оболочке постоянна.

Перед измерениями в сосуде Дюара устанавливается постоянная температура примерно на 1° ниже, чем в оболочке. Необходимая постоянная температура достигается охлаждением масла или его нагревом в сосуде с помещенным в него испытуемым образцом за несколько часов до начала измерений и затем перемешиванием в течение 30 мин.

Для сохранения величины теплового значения калориметра необходимо, чтобы количество масла, налитого в сосуд Дюара, оставалось бы неизменным от опыта к опыту.

После того как в сосуде Дюара установится нужная температура и начальный ход ее станет строго постоянным, по намагничивающей обмотке образца для получения заданного значения магнитной индукции пропускается переменный ток определенной частоты.

При пропускании тока в течение определенного промежутка времени происходит нагрев образца за счет потерь на гистерезис, вихревые токи и последствие, а также за счет потерь в меди обмотки. Этот нагрев образца вызывает повышение температуры масла на $1 + 3^{\circ}\text{C}$ в зависимости от величины намагничивающего тока, времени его пропускания, а также массы образца. Подъем температуры фиксируется ртутным термометром через равные промежутки времени $n = 30$ сек.

Мощность, выделенную образцом и соответствующую потерям, можно вычислять, зная тепловое значение калориметрической системы, время прохождения намагничивающего тока, а также подъем температуры калориметра.

Рассмотрим кривую изменения температуры в калориметре (рис. 3). В начале опыта (до возникновения измеряемого тепла) температура системы изменяется с той или иной скоростью, т. е. система имеет определенный ход v_0 , обусловленный теплообменом сосуда Дюара со средой, трением мешалки о жидкость и другими причинами. Этот ход постоянен, и температура изменяется по прямой AB (начальный период).

Начиная с момента t_0 , когда температура системы равна θ_0 , в нее вводится измеряемое тепло Q . Это тепло не может возникнуть мгновенно, к тому же его распределение по системе также требует времени, в связи с чем температура системы изменяется постепенно по кривой BC (главный период) быстрее, чем в начальном периоде.

После выключения тока подъем температуры продолжается, но уже более медленно. Отсчеты температуры производятся через равные промежутки времени n до тех пор, пока температурный ход в конечном периоде v_n не станет равным температурному ходу в начальном периоде v_0 . При этом измеряется конечная температура θ_n . В данной калориметрической системе понижение температуры наблюдается только через несколько часов после выключения тока.

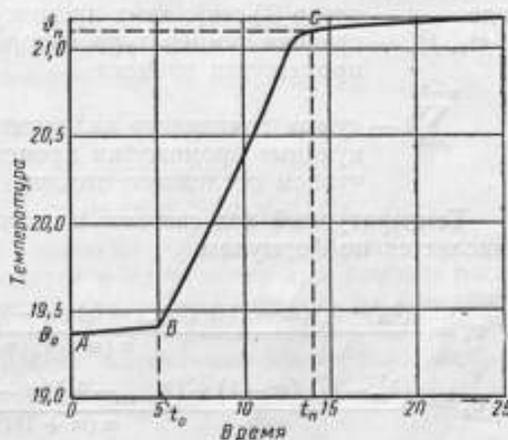


Рис. 3.

Можно предполагать, что в системе протекает диатермический процесс с постоянной скоростью теплообмена. Для этого случая можно воспользоваться известными формулами для вычисления тепла, выделяющегося в системе [3].

Как видно из рис. 3, наблюдаемое изменение температуры за весь главный период составляет

$$\theta_n - \theta_0 = \Delta\theta'.$$

При этом величина $\Delta\theta'$ вследствие теплообмена калориметрической системы с оболочкой, трения мешалки о жидкость, поглощения тепла от испарения калориметрической жидкости и других побочных процессов, происходящих в калориметре, не будет пропорциональна введенному количеству тепла, а будет удовлетворять равенству

$$\Delta\theta = \Delta\theta' \pm \delta,$$

где δ — суммарная поправка на теплообмен.

Таким образом, количество тепла, выделенное образцами за счет потерь, вычисляется по формуле

$$Q = K \Delta\theta, \quad (1)$$

где K — тепловое значение калориметрической системы;
 $\Delta\theta$ — действительное изменение температуры.

При учете всех тепловых процессов, происходящих в калориметре с переменной скоростью теплообмена, суммарная поправка на теплообмен выразится следующей формулой

$$\delta = \frac{v_n - v_0}{\theta_n - \theta_0} \left[\frac{\vartheta_0 + \vartheta_n}{2} + \sum_{i=1}^{n-1} \vartheta_i + n\theta_0 \right] + nv_0, \quad (2)$$

$$\delta = \frac{v_n - v_0}{\theta_n - \theta_0} \left[\frac{\vartheta_0 + \vartheta_n}{2} + \sum_{i=1}^{n-1} \vartheta_i + n\theta_n \right] + nv_n,$$

где n — число 30-секундных промежутков времени главного периода;
 θ_0, θ_n — средняя температура калориметра в начальный и конечный промежутки времени;

$\sum_{i=1}^{n-1} \vartheta_i$ — сумма температур калориметра, отсчитываемых через 30-секундные промежутки времени главного периода, за исключением последнего отсчета.

Температурный ход системы в начальном и конечном периодах вычисляется по формулам

$$v_0 = \frac{[(\vartheta'_m - \vartheta'_1)(m-1) + (\vartheta'_{m-1} - \vartheta'_2)(m-3) + (\vartheta'_{m-2} - \vartheta'_3)(m-5)] \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3}{m(m+1)(m-1)},$$

$$v_n = \frac{[(\vartheta'_m - \vartheta'_1)(m-1) + (\vartheta'_{m-1} - \vartheta'_2)(m-3) + (\vartheta'_{m-2} - \vartheta'_3)(m-5)] \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3}{m(m+1)(m-1)} \quad (3)$$

где m — число отсчетов в начальном и конечном периодах (в наших опытах $m = 11$);

$\vartheta'_1, \vartheta'_2, \vartheta'_3$ — отсчеты температуры в начальном периоде;

$\vartheta'_1, \vartheta'_2, \vartheta'_3$ — отсчеты температуры в конечном периоде.

При диатермическом процессе с постоянной скоростью теплообмена $v_0 = v_n$ и, исходя из формулы (2), поправка на теплообмен определится уравнением

$$\delta = nv_0 = nv_n. \quad (4)$$

Из формулы (1) видно, что измерение полных потерь в образцах сводится к измерению подъема температуры, вызванного выделяемым в образце теплом.

Измерение потерь производится при определенном значении магнитной индукции, вычисляемом по формуле

$$B_{\max} = \frac{U_{\text{ср}} \cdot 10^8}{4fSw}, \quad (5)$$

где $U_{\text{ср}}$ — среднее значение индуцируемой э. д. с. (в в);

f — частота (в гц);

S — сечение образца (в см²);

w — число витков в измерительной обмотке.

(1) Полные потери вычисляются по формуле

$$P = \frac{K(\Delta\theta' \pm \delta)}{T} - I^2 R,$$

или

$$P = \frac{K \Delta \theta}{T} - I^2 R, \quad (6)$$

где $\Delta \theta' \pm \delta$ — подъем температуры за счет тепла, выделенного образцом (в град);

T — время пропускания намагничивающего тока (в сек);

$I^2 R$ — мощность, выделенная намагничивающей обмоткой образца при пропускании переменного тока (в вт).

Определение теплового значения калориметрической системы состоит в непосредственном измерении количества тепла, необходимого для нагрева калориметрической системы на 1° . При этом считаем, что

$$Q' = K \Delta \theta_1, \quad (7)$$

Тогда тепловое значение калориметра

$$K = \frac{Q'}{\Delta \theta_1},$$

где Q' — известное количество тепла,

$\Delta \theta_1 = \Delta \theta' \pm \delta'$ — действительное изменение температуры.

Для определения теплового значения калориметрической системы известное количество тепла вводится в калориметр при помощи постоянного электрического тока, пропускаемого по обмотке из константановой проволоки, навитой бифилярно на образец. При этом количество тепла, вводимого в калориметр, подсчитывается по формуле

$$Q' = E I_1^2 R_1 T_1, \quad (8)$$

где E — тепловой эквивалент работы;

I_1 — сила постоянного тока (в а);

T_1 — время прохождения тока (в сек);

R_1 — сопротивление обмотки (в ом).

Если работу и тепло измерять одной и той же единицей, то $Q = A$, тогда $E = 1$, а так как в системе МКСА за единицу работы принимается джоуль, то, следовательно,

$$Q' = I_1^2 R_1 T_1 \text{ дж}, \text{ а } K = \frac{I_1^2 R_1 T_1}{\Delta \theta_1}.$$

Таким образом, формула для определения потерь имеет вид

$$P = \frac{I_1^2 R_1 T_1 \Delta \theta}{\Delta \theta_1 T} - I^2 R. \quad (9)$$

Рассмотрим погрешность определения полных потерь, исходя из формулы (9)*

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\left(2 \frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_1}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_1}{T_1}\right)^2 + \left[\frac{\Delta(\Delta \theta)}{\Delta \theta}\right]^2 + \left[\frac{\Delta(\Delta \theta_1)}{\Delta \theta_1}\right]^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}, \quad (10)$$

где $\frac{\Delta I_1}{I_1}$ — погрешность определения силы постоянного тока, составляющая 0,3%;

$\frac{\Delta R_1}{R_1}$ — погрешность определения сопротивления, составляющая 0,05%;

* Величина $I^2 R$ мала по сравнению с величиной полных потерь, поэтому ее погрешность можно не учитывать.

$\frac{\Delta T}{T}, \frac{\Delta T_1}{T_1}$ — погрешности определения времени пропускания постоянного и переменного токов, соответственно составляющие 0,1% каждая;

$\frac{\Delta(\Delta\theta)}{\Delta\theta}, \frac{\Delta(\Delta\theta_1)}{\Delta\theta_1}$ — погрешности определения температуры.

Погрешность определения температур обуславливается погрешностью термометра с ценой деления 0,01°С.

Точность отсчета составляет 0,002°С, подъем температуры равен в среднем 1,5 + 2,0°С; таким образом, погрешность определения значения $\frac{\Delta(\Delta\theta)}{\Delta\theta} = 0,1\%$.

Аналогичные рассуждения можно привести и для определения величины $\frac{\Delta(\Delta\theta_1)}{\Delta\theta_1}$.

Подставляя в формулу (10) погрешности всех указанных выше величин, получим погрешность определения полных потерь, не превышающую 1,0%.

Рассмотрим погрешность определения максимальной магнитной индукции, принимая во внимание формулу (5)

$$\frac{\Delta B_{\max}}{B_{\max}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{\text{ср}}}{E_{\text{ср}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \omega}{\omega}\right)^2} \quad (11)$$

Оценим погрешность каждого слагаемого:

$\frac{\Delta E_{\text{ср}}}{E_{\text{ср}}}$ — погрешность определения среднего значения вторичной э.д.с., составляющая 1,5%;

$\frac{\Delta f}{f}$ — погрешность определения частоты, составляющая 2%;

$\frac{\Delta S}{S}$ — погрешность определения сечения образца, составляющая 0,5%.

Подставляя в формулу (11) погрешности всех указанных величин, получим погрешность определения максимальной магнитной индукции, которая не превышает 3%.

В таблице приведены результаты сравнительных испытаний (по определению полных потерь в образце листовой электротехнической стали марки Э41 при частоте 400 гц) калориметрическим, ваттметровым и мостовым методами.

Максимальная магнитная индукция B_{\max} , гс	Потери на массу образца, вт						
	измерения калориметром	измерения термометром	расхождение, %	измерения мостовым методом	расхождение, %	измерения ваттметром электро-динамической системы	расхождение, %
6 500	3,46	3,48	+0,6	3,36	-3,0	3,52	+1,1
7 000	3,92	3,96	+1,0	3,80	-2,6	4,02	+2,5
7 500	4,42	4,49	+1,5	4,33	-2,0	4,55	+2,9
8 000	4,97	5,05	+1,6	5,13	+3,0	4,86	-2,2
8 500	5,55	5,67	+2,1	5,72	+3,0	5,46	-1,6
9 000	6,17	6,27	+1,6	6,08	-2,5	6,35	+2,7
9 500	6,84	6,88	+0,6	6,70	-2,0	7,00	+2,3
10 000	7,54	7,56	+0,2	7,34	-2,7	7,68	+2,8

Как видно из таблицы и рис. 4, максимальные отклонения от данных, полученных при испытаниях калориметрическим и перечисленными выше методами, не превышают $\pm 3\%$. Были проведены также измерения полных потерь образцов электротехнической стали марок Э41, Э310, железо-никелевого сплава с прямоугольной петлей гистерезиса марки 50НП, образцов марки 80НХС и других на частотах 400, 1000, 2400, 4800, 8000 и 20 000 гц. Потери во всех случаях были измерены при синусоидальной форме кривой магнитной индукции.

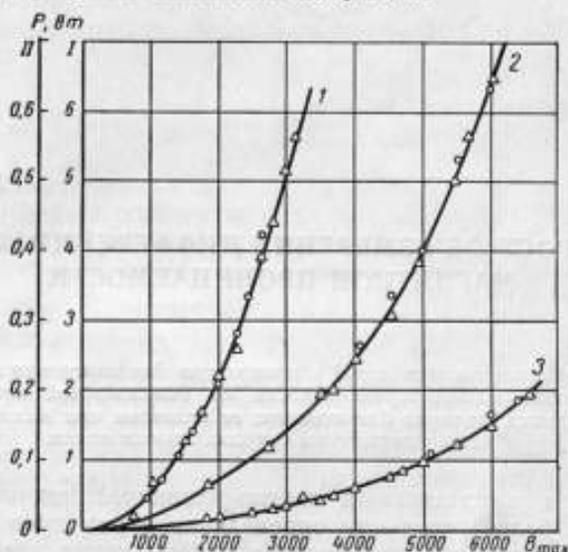


Рис. 4. Кривые зависимости полных потерь от максимальной магнитной индукции в образце марки 80НХС при частотах:

1 (I) — $f = 8000$ гц; 2 (II) — $f = 1000$ гц; 3 (I) — $f = 400$ гц.
 ○ — калориметр; △ — термоваттметр.

Данная калориметрическая установка позволяет производить измерения полных потерь, начиная с мощности порядка 1,5 Вт, при этом подъем температуры за счет тепла, выделенного образцом, составляет примерно $0,3^\circ\text{C}$ (в данном случае погрешность определения температуры составляет 0,7%), и соответственно погрешность определения потерь — 1,5%.

Заключение

Созданная калориметрическая установка позволяет проводить с погрешностью до 1,5% определение полных потерь в образцах ферромагнитных материалов при намагничивании их переменным током частотой до 20 000 гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Grieg J., Kayser, Journal IEE, 95, 1948, p. 205.
2. Cobine J. D., Proc. IRE, v. 55, № 10, 1947, p. 1060.
3. Попов М. М., Термометрия и калориметрия, Изд. МГУ, 1954.

Поступила в редакцию
 16/III 1959 г.

нительную (вторичную) обмотку w_2 кольцевого образца, а на горизонтальные пластины подать падение напряжения с некоторого активного сопротивления, включенного в намагничивающую цепь (см. рисунок).

При этом отклонение луча по вертикали будет пропорционально мгновенным значениям э. д. с. e_2 , индуцированной в обмотке w_2 , а отклонение по горизонтали — мгновенным значениям напряженности магнитного поля H .

Как известно, [1, 2], величина дифференциальной проницаемости определяется отношением

$$\mu_d = \frac{dB}{dH},$$

где B и H — мгновенные значения магнитной индукции и напряженности магнитного поля.

С другой стороны, мгновенное значение э. д. с.

$$e_2 = -w_2 S \frac{dB}{dt},$$

т. е.

$$|\mu_d| = \left| \frac{e_2}{w_2 S} \right| \frac{dt}{dH}.$$

Следовательно, численное значение дифференциальной проницаемости (при постоянстве отношения $\frac{dt}{dH}$) определяется выражением

$$\mu_d = \frac{e_2}{w_2 S} \cdot \frac{dt}{dH}$$

и соответственно значение максимальной дифференциальной проницаемости — выражением

$$\mu_{dmax} = \frac{E_{2max}}{w_2 S} \cdot \frac{dt}{dH},$$

где e_2 — мгновенное значение э. д. с. во вторичной обмотке, соответствующее напряженности поля H ;

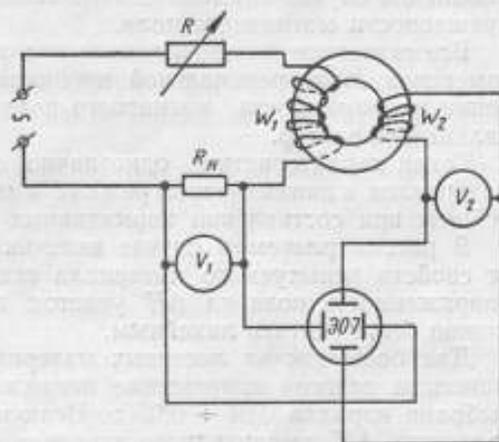
E_{2max} — максимальное значение э. д. с. в обмотке w_2 ;

S — площадь поперечного сечения образца.

Заменяв дифференциалы конечными приращениями величины напряженности ΔH магнитного поля и времени Δt , получим

$$\mu_d = \frac{e_2}{w_2 S} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta H} \quad \text{и} \quad \mu_{dmax} = \frac{E_{2max}}{w_2 S} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta H}. \quad (1)$$

В случае испытания магнитных материалов при искаженных кривых напряженности магнитного поля определить количественно величину дифференциальной проницаемости с достаточной точностью чрезвычайно сложно. Это объясняется тем, что при различных мгновенных значениях напряженности магнитного поля величина $\frac{\Delta t}{\Delta H}$ может быть различной, причем она существенно зависит от амплитудного значения напряженности поля и формы ее кривой. В связи с этим для подсчета



Принципиальная схема измерения максимальных дифференциальных проницаемостей на гистерезисных кривых.

величины отношения $\frac{\Delta t}{\Delta H}$ требуется математическое выражение закона изменения напряженности магнитного поля в зависимости от времени. Обычно характер кривых $H = f(t)$ зависит не только от вида испытуемого материала, но и от параметров намагничивающей цепи. Получить закон изменения кривой $H = f(t)$ можно путем проведения в каждом отдельном случае гармонического анализа осциллограммы кривой напряженности магнитного поля.

Все сказанное выше заставило нас ограничиться разработкой метода измерения дифференциальной проницаемости для случая, когда изменения напряженности магнитного поля имеют практически синусоидальный характер.

Такая характеристика однозначно определяет свойства магнитных материалов в динамическом режиме и может быть использована в дальнейшем при составлении нормативных документов.

В рассматриваемом случае величина ΔH задается в зависимости от свойств испытуемого материала так, чтобы в пределах изменения напряженности поля на ΔH участок гистерезисной кривой $B = f(H)$ можно было считать линейным.

Для большинства листовых материалов при испытании их в динамическом режиме приращение напряженности поля ΔH может быть выбрано порядка $0,01 \div 0,05$ э. Величину Δt рассчитывают, исходя из заданного ΔH , амплитудного значения напряженности магнитного поля H_{\max} и того значения напряженности поля H_1 , при котором предполагается определять величину дифференциальной проницаемости:

$$\Delta t = t_2 - t_1,$$

причем значения t_2 и t_1 можно получить из уравнений

$$H_1 = H_{\max} \sin \omega t_1 \text{ и } H_2 = H_{\max} \sin \omega t_2,$$

где

$$H_1 = H_i + \frac{\Delta H}{2} \text{ и } H_2 = H_i - \frac{\Delta H}{2}.$$

В частном случае определения максимальной дифференциальной проницаемости можно положить $H_i \cong H_c$.

Если же требуется определить дифференциальную проницаемость в точке остаточной индукции (т. е. при $H_i = 0$), то

$$H_1 = H_2 = \frac{\Delta H}{2}.$$

При испытании материала в режиме практически синусоидальной напряженности магнитного поля принципиально можно определить дифференциальную проницаемость в любой точке гистерезисной кривой. Для этого требуется рассчитать $\frac{\Delta t}{\Delta H}$ и измерить мгновенное значение э. д. с. e_2 при помощи калиброванного осциллографа или каких-либо других специальных устройств.

Поскольку практически более всего интересна величина максимальной дифференциальной проницаемости, которая, к тому же, может быть измерена с наименьшей погрешностью, то ниже рассматривается принципиальная схема и дается расчетная формула для определения $\mu_{d\max}$.

Подсчет по приведенным выше формулам показал, что при соотношениях $H_{\max} = (5 \div 20) H_c$ величина Δt , соответствующая ΔH в области коэрцитивной силы, изменяется весьма мало (см. табл. 1).

Таблица 1

$\frac{H_{\max}}{H_c}$	2,5	5	7	8	10	12	17	20
Δt	$\frac{0,250}{360f}$	$\frac{0,236}{360f}$	$\frac{0,233}{360f}$	$\frac{0,232}{360f}$	$\frac{0,229}{360f}$	$\frac{0,230}{360f}$	$\frac{0,230}{360f}$	$\frac{0,230}{360f}$

Примечание. Данные таблицы рассчитаны для случая $H_{\max} = 5 \text{ э}$ и $\Delta H = 0,02 \text{ э}$.

В частном случае, при $\Delta H = 0,02 \text{ э}$, величина $\Delta t = \frac{0,23}{360f}$, и формула для определения максимальной дифференциальной проницаемости приобретает вид:

$$p_{d\max} = \frac{0,032 E_{2\max} \cdot 10^6}{\omega_2 S f}, \quad (2)$$

где $E_{2\max}$ — максимальное значение э. д. с. во вторичной обмотке образца (в в);

f — частота намагничивающего тока (в гц);

S — площадь поперечного сечения образца (в см²).

Если выбрать $\Delta H = 0,01 \text{ э}$, то величина $\Delta t = \frac{0,115}{360f}$, и численный коэффициент в формуле (2) не изменяется.

Принципиальная электрическая схема определения максимальной дифференциальной проницаемости представлена на рисунке.

Падение напряжения U на образцовом активном сопротивлении R_N измеряется ламповым вольтметром V_1 (например, вольтметром типа МВЛ-2М). Амплитудное значение синусоидального намагничивания тока рассчитывается при этом по формуле

$$I_{\max} = \frac{\sqrt{2} U}{R_N}.$$

Амплитудное значение напряженности магнитного поля для кольцевого образца определяется по формуле

$$H_{\max} = \frac{0,2 \omega_1 I_{\max}}{r_{\text{med}}}, \quad (3)$$

где ω_1 — число витков намагничивающей обмотки;

r_{med} — средний радиус образца (в см);

I_{\max} — амплитудное значение намагничивающего тока (в а).

Максимальное значение э. д. с., индуктированной во вторичной обмотке на образце, измеряется амплитудным вольтметром V_2 . В качестве такого вольтметра может быть использован вольтметр типа ВП-1, разработанный ВНИИМ**, или милливольтметр типа МВИ-1М, выпускаемый промышленностью.

* Если в качестве вольтметра V_1 использовать амплитудный милливольтметр, то

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{R_N}.$$

** См. статью настоящего сборника, стр. 59.

При определении максимальной дифференциальной проницаемости для подсчета значения Δt требуется знание напряженности поля, которой соответствует значение $\mu_{d\max}$.

Вычислив H_{\max} по формуле (3) и определив отношение K полного отклонения луча по горизонтали к расстоянию между максимумами дифференциальной проницаемости, можно определить требуемое значение напряженности поля по формуле

$$H_i = \frac{H_{\max}}{K}$$

Поскольку дифференциальная проницаемость обычно достигает максимума в области коэрцитивной силы материала, то можно положить $H_i \approx H_c$ и, следовательно, определять приближенно коэрцитивную силу*.

Погрешность определения максимального значения дифференциальной проницаемости выражается формулой

$$\frac{\partial \mu_{d\max}}{\mu_{d\max}} = \sqrt{\left(\frac{\partial E_{2\max}}{E_{2\max}}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta t}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta H}{\Delta H}\right)^2}$$

На основании анализа погрешностей измерительной аппаратуры и данных табл. 1 можно получить:

$$\frac{\partial E_{2\max}}{E_{2\max}} = 5\%; \quad \frac{\partial S}{S} = 0,5\%; \quad \frac{\partial \Delta t}{\Delta t} = 2\%$$

Таблица 2

Образец	Частота 50 гц			Частота 400 гц			Частота 1000 гц		
	H_{\max} , э	$\mu_{d\max}$ ед. СГС	H_c , э	H_{\max} , э	$\mu_{d\max}$ ед. СГС	H_c , э	H_{\max} , э	$\mu_{d\max}$ ед. СГС	H_c , э
№ 1175, марка Э330, толщина листа 0,05 мм	5,6	30 000	0,8 _н	5,8	11 800	1,1 _з	5,6	8 700	1,4 _з
	7,8	36 700	0,9 _з	8,6	13 500	1,1 _з	7,8	9 500	1,5 _з
	10,0	40 300	0,9 _г	11,1	14 200	1,1 _з	11,1	10 350	1,6 _з
№ 6, марка 80НХС, толщина листа 0,1 мм	0,64	8 800	0,09	1,9	4 600	0,2 _з	1,9	2 890	0,3
	0,89	10 450	0,1 ₁	2,5	4 800	0,3 ₁	2,5	2 950	0,3 _к
	1,27	12 100	0,1 ₂	3,2	5 120	0,3 ₂	3,2	3 060	0,4 _з
	—	—	—	4,32	5 660	—	4,6	3 270	—
№ 4, марка 50НП, толщина листа 0,1 мм	2,1	35 200	0,3 ₂	3,4	16 500	0,6 _з	3,4	9 250	0,9 ₁
	2,9	42 600	0,4 ₁	4,0	17 200	0,7 ₁	4,1	9 850	0,9 ₂
	3,3	47 000	0,4 _з	4,6	18 000	0,7 ₂	5,0	10 300	1,0
	4,6	54 000	—	6,1	18 650	—	6,6	10 800	—
Без номера, марка 79НМА, толщина листа 0,1 мм	0,40	12 200	от 0,07 до 0,09	0,50	4 880	0,1	0,5 ₂	2 700	0,1 ₂
	0,64	14 200		0,84	5 320	0,1 ₁	0,84	3 050	0,1 ₂
	1,0	16 600		1,20	5 850	0,1 ₂	1,2	3 350	0,1 ₄
	1,5	17 800		1,55	5 950	0,1 ₂	1,8	3 450	0,1 ₆

* Под коэрцитивной силой понимается значение напряженности магнитного поля, соответствующее точке пересечения оси абсцисс с динамической гистерезисной кривой.

Поскольку величина ΔH задается, то

$$\frac{\Delta \mu}{\Delta H} = 0.$$

Окончательно

$$\frac{\partial \mu_{dmax}}{\mu_{dmax}} = 5,4\%.$$

Обработка нескольких рядов измерений показала, что предельная погрешность результата ряда измерений составляла 2-3%.

В табл. 2 в качестве примеров определения дифференциальной проницаемости приведены результаты измерений величины μ_{dmax} для образцов материала марок Э330, 80НХС, 79НМА и 50НП при частотах 50, 400 и 1000 $\mu\text{ц}$ и при различных значениях амплитуды напряженности синусоидального намагничивающего поля. Все данные таблицы соот-

ветствуют отношению $K = \frac{H_{max}}{H_c} \gg 5$.

Выводы

1. Максимальная дифференциальная проницаемость на предельном гистерезисном цикле при намагничивании материала практически синусоидальным полем является одной из важных характеристик ферромагнитного материала в условиях работы его в динамическом режиме.

2. Методом, обеспечивающим требуемую практикой точность измерений, является метод определения максимальной дифференциальной проницаемости путем измерения амплитудным вольтметром максимального значения э. д. с. во вторичной обмотке на образце и последующего расчета по приведенным в статье формулам. При этом погрешность вольтметра в случае измерения напряжений, имеющих коэффициент формы кривой от 2 до 3, не должна превышать 5%.

3. Погрешность определения описанным в статье методом максимальной дифференциальной проницаемости, подсчитанная по формуле закона накопления средних погрешностей, составляет 5-6%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А., Магнитные усилители, изд-во Советское радио, 1956, стр. 179.
2. Siskind Philip, AIEE, Transaction, v. 72, 1953, p. 572.
3. Roberts R. W., Proceedings of the Special Technical Conference on Magnetic Amplifiers, N. Y., April 1956, p. 31.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

Е. Н. ЧЕЧУРИНА

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ НАМАГНИЧИВАНИИ ДВУМЯ ПЕРЕМЕННЫМИ ПОЛЯМИ

В статье описывается компенсационный метод измерений и приводятся магнитные характеристики различных материалов при одновременном действии двух переменных полей, дается анализ дополнительных погрешностей вольтметров средних значений в случаях использования их при определении магнитных характеристик в условиях сложного намагничивания.

Намагничивание материала двумя переменными полями различных частот до настоящего времени не получило широкого освещения в литературе [1, 2] несмотря на то, что подобное сложное намагничивание все чаще встречается в технике. Так, в условиях намагничивания полями различных частот работают элементы, применяемые в автоматике, телемеханике, телеграфии и телефонии. С явлением сложного намагничивания сталкивается и измерительная техника.

С точки зрения испытания ферромагнитных материалов изучение сложного намагничивания особенно интересно.

Часто образец намагничивается не только полем, создаваемым током, протекающим по обмотке, но и полями помех. При этом характер и величина возникающих дополнительных погрешностей весьма важны. Кроме того, на практике намагничивание осуществляется иногда от источника питания, имеющего искаженную форму кривой напряжения. Все сказанное выше делает весьма актуальными вопросы выявления магнитных характеристик, подлежащих определению, и методику их измерения. Настоящая статья посвящается рассмотрению различных методов определений динамических кривых в условиях сложного намагничивания.

Наиболее простым случаем сложного намагничивания является встречающееся в релейной технике одновременное намагничивание двумя переменными полями одной частоты, но сдвинутыми по фазе. Экспериментальное определение таких характеристик может производиться по схеме, изображенной на рис. 1. Намагничивающая цепь питается от двух различных источников напряжения U_1 и U_2 , причем угол сдвига фаз одного из напряжений по отношению к другому может изменяться при помощи фазорегулятора ΦP , в то время как амплитудные значения их сохраняются неизменными.

На рис. 2 в качестве примера приведены кривые зависимости амплитудного значения результирующей индукции от угла сдвига фаз φ между напряжениями U_1 и U_2 частотой 50 гц для образца электротехни-

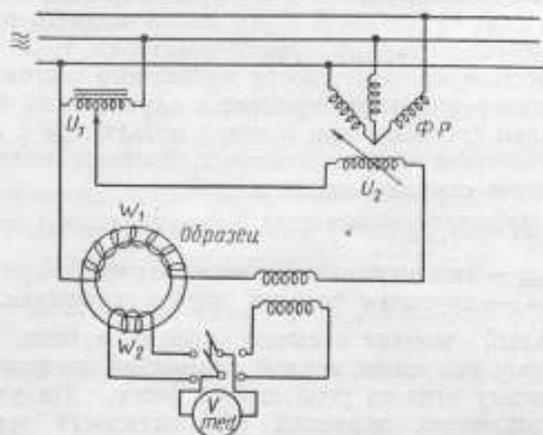


Рис. 1. Принципиальная схема испытаний образцов при одновременном намагничивании двумя переменными полями одинаковой частоты, но сдвинутыми по фазе.

ческой стали марки Э310. Измерения производились в условиях практически синусоидальной магнитной индукции. Амплитудные значения

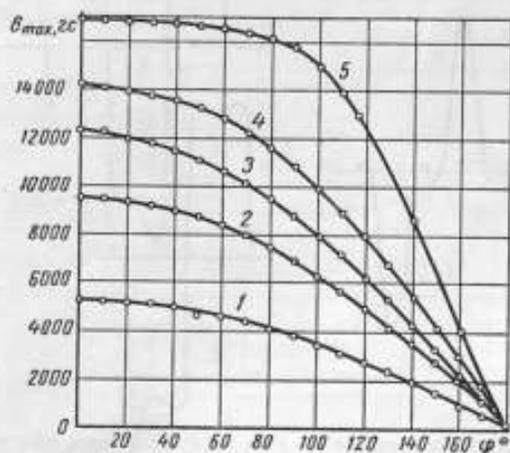


Рис. 2. Кривые зависимости $B_{\max} = f(\varphi)$ при практически синусоидальной форме кривой индукции.

Кривые рис. 2	1	2	3	4	5
Значение индукции, гс	2 850	4 770	6 220	7 670	11 900

индукций, соответствующих действию отдельно напряжений U_1 и U_2 , были равны между собой. Эти значения приведены выше. При этом

основным измерительным прибором, как и при обычных измерениях, являлся вольтметр с выпрямителем.

Переходя к рассмотрению общего случая намагничивания полями различных частот, остановимся в первую очередь на одновременном намагничивании полями основной и утроенной частоты, встречающемся, например, в компенсированных трансформаторах тока.

Для этого рассмотрим особенности магнитного состояния материала и погрешности измерений характеристик в случае, если измерения производятся обычным способом при помощи вольтметра с выпрямителем.

Мгновенное значение напряженности магнитного поля определяется в рассматриваемом случае выражением

$$H = H_{1\max} \cos \omega t + H_{3\max} \cos (3\omega t + \varphi_3),$$

где $H_{1\max}$ и $H_{3\max}$ — амплитудные значения первой и третьей гармоник, ω — круговая частота первой гармоники.

Здесь за начальный момент времени принят момент, соответствующий амплитудному значению первой гармоники напряженности поля; к этому же моменту отнесен угол сдвига фаз φ_3 . На рис. 3 и 4 даны кривые результирующих значений напряженности магнитного поля и индукции при φ_3 равном 0° , 180° и 270° .

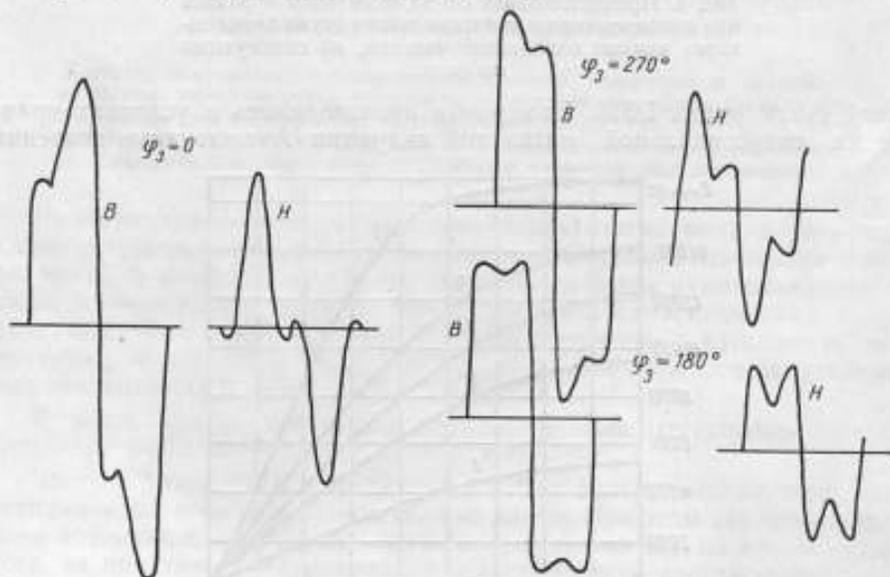


Рис. 3. Результирующие кривые индукции и напряженности поля при $\frac{f_1}{f_3} = \frac{1}{3}$, $\varphi_3 = 0^\circ$ и $H_{1\max} = 2H_{3\max}$.

Рис. 4. Результирующие кривые индукции и напряженности поля при $\frac{f_1}{f_3} = \frac{1}{3}$, $\varphi_3 = 180^\circ$ и 270° и $H_{1\max} = 2H_{3\max}$.

Форма кривых магнитной индукции и амплитудное значение этих кривых существенно зависят от угла сдвига фаз φ_3 .

В том случае, когда динамические кривые намагничивания на основной и утроенной частоте совпадают в пределах 10%, для определения максимального значения результирующей кривой индукции можно использовать расчетный метод. При этом (как и в упомянутом выше случае одновременного намагничивания двумя полями одной частоты) задача определения B_{\max} сводится к определению амплитудного значения результирующей кривой напряженности поля и нахождению по основной

кривой намагничивания соответствующей этому значению величины магнитной индукции.

Предположим, что заданы кривые напряженностей магнитного поля и угол сдвига фаз, отнесенный к моменту максимума напряженности поля низшей частоты

$$H_1 = H_{1\max} \cos \omega t;$$

$$H_2 = H_{2\max} \cos (3\omega t + \varphi_2);$$

$$H_p = H_1 + H_2 = H_{1\max} \cos \omega t + H_{2\max} \cos (3\omega t + \varphi_2). \quad (1)$$

Для определения момента времени, соответствующего максимальному значению результирующей напряженности поля $t_{J_{\max}}$, продифференцируем и приравняем нулю уравнение (1):

$$\frac{dH_p}{dt} = -H_{1\max} \omega \sin \omega t - H_{2\max} 3\omega \sin (3\omega t + \varphi_2) = 0.$$

Проведя ряд преобразований и разделив все члены уравнения на $\cos \omega t$, получим

$$(H_{1\max} + 9H_{2\max} \cos \varphi_2) \operatorname{tg} \omega t - 9H_{2\max} \operatorname{tg}^3 \omega t \sin \varphi_2 + (H_{1\max} - 3H_{2\max} \cos \varphi_2) \operatorname{tg}^3 \omega t + 3H_{2\max} \sin \varphi_2 = 0,$$

т. е. будем иметь уравнение третьей степени, решив которое можно определить $t_{J_{\max}}$ и соответствующее ему амплитудное значение результирующей напряженности поля. Общее решение приведенного выше уравнения имеет сложный характер, в связи с чем целесообразнее решать его в каждом частном случае отдельно.

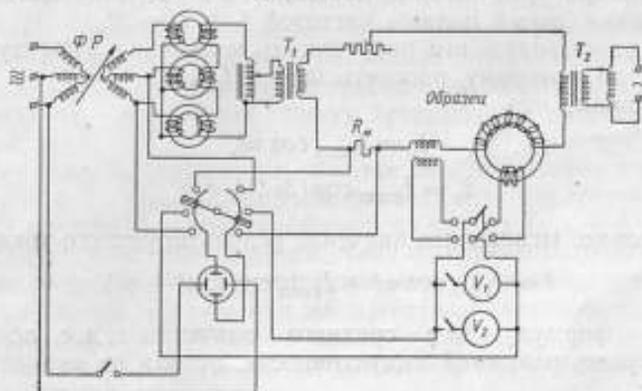


Рис. 5. Принципиальная схема испытаний образцов при одновременном намагничивании полями основной и утроенной частот.

Расчетный метод определения магнитных характеристик не претендует на высокую точность и может применяться только в случае, если напряженности полей H_1 и H_2 имеют синусоидальный характер. Поэтому, при наличии необходимой измерительной аппаратуры, целесообразнее определять характеристики экспериментально.

На рис. 5 приведена принципиальная схема, использованная при эксперименте. Первичная обмотка утроителя частоты, включенная звездой, питается от сети через фазорегулятор ФР. От вторичной обмотки в намагничивающую цепь через трансформатор T_1 подается напряжение

утроенной частоты. Напряжение частотой 50 гц подается от сети через трансформатор T_2 в ту же намагничивающую цепь. Падение напряжения с активного сопротивления R_N снимается на вертикальные пластины осциллографа.

Угол сдвига фаз φ_0 определяется следующим образом. Меняя фазу утроенной частоты, получаем на экране осциллографа наибольшее отклонение луча по вертикали, что соответствует $\varphi_0 = 0$. При этом угол сдвига фаз ψ_0 между напряжениями на входе и выходе фазорегулятора измеряется либо методом Вишмевера [3], либо при помощи фазометра. Затем задается сдвиг фаз φ_2 и снова измеряется угол ψ_2 между напряжениями на входе и выходе фазорегулятора. При этом $\varphi_2 = \psi_2 - \psi_0$.

Амплитудные значения напряженности магнитного поля и магнитной индукции определяются по средним значениям э. д. с., измеренным вольтметром с выпрямителем в измерительной обмотке на образце и во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности. Как показали результаты измерений, при определении кривых зависимости амплитудного значения индукции от амплитудного значения напряженности магнитного поля при различных значениях угла φ_2 и отношениях $\frac{H_{1\max}}{H_{2\max}}$ все полученные значения практически соответствовали основной кривой намагничивания, определенной на частоте 50 гц, независимо от соотношения амплитуд $H_{1\max}$, $H_{2\max}$ и угла φ_2 .

Таким образом, максимальное значение индукции при сложном намагничивании определяется в основном максимальным значением результирующей напряженности переменного поля.

Рассмотрим дополнительные погрешности обычно применяемой измерительной аппаратуры, которые появляются в условиях одновременного намагничивания двумя полями частотой f_1 и $f_2 = 3f_1$.

Прежде всего определим погрешность измерения амплитудного значения тока, по которому рассчитывается H_{\max} .

Предположим, что

$$\begin{aligned} i_1 &= I_{1\max} \cos \omega t, \\ i_2 &= I_{2\max} \cos (3\omega t + \varphi_2) \end{aligned}$$

и, следовательно, мгновенное значение результирующего тока

$$i = I_{1\max} \cos \omega t + I_{2\max} \cos (3\omega t + \varphi_2).$$

Выведем формулу для среднего значения э. д. с. во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности, исходя из мгновенного значения э. д. с.

$$e_M = -M \frac{di}{dt} = M\omega [I_{1\max} \sin \omega t + 3I_{2\max} \sin (3\omega t + \varphi_2)],$$

$$E_{M\text{med}} = \int_0^{\frac{T}{2}} e_M dt = \frac{4M}{T} (I_{1\max} + I_{2\max} \cos \varphi_2), \quad (2)$$

где M — коэффициент взаимной индуктивности катушки.

Значение $E_{M\text{med}}$, определенное по формуле (2), соответствует промежутку времени $t = 0 + \frac{T}{2}$, однако в условиях сложного намагничивания оно не всегда будет наибольшим. Лишь при $\cos \varphi_2 = 0$ среднее

значение э. д. с. за промежуток времени $t = 0 \div \frac{T}{2}$ соответствует наибольшему значению тока.

Среднее значение э. д. с. за любой промежуток времени $t_2 - t_1$ определяется из выражения

$$E_{M \text{ med}} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} e_M dt = \frac{-1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} M \frac{di}{dt} dt.$$

Заменяв пределы интегрирования по времени соответствующими пределами интегрирования по току, получим

$$E_{M \text{ med}} = -\frac{M}{t_2 - t_1} \int_{I_1}^{I_2} di = \frac{M}{t_2 - t_1} (I_1 - I_2).$$

Если интегрирование производить в течение полупериода $\frac{T}{2}$ от момента времени t_1 , соответствующего отрицательной амплитуде тока ($-I_{\text{max}}$), до момента t_2 , соответствующего положительной амплитуде тока ($+I_{\text{max}}$), то

$$E_{M \text{ med}} = \frac{4M}{T} I_{\text{max}}. \quad (3)$$

При применении вольтметра с регулируемым механическим выпрямителем наибольшее отклонение измерителя соответствует замыканию контакта в момент максимума тока $t_{I_{\text{max}}}$ и размыканию в момент $t_{I_{\text{max}}} + \frac{T}{2}$.

Поскольку контакт механического выпрямителя замкнут только в течение полупериода, то и интегрирование тока измерителем магнитоэлектрической системы также производится за полупериода. В результате этого показания измерителя будут пропорциональны максимальному значению тока*.

Изменяя фазу напряжения в обмотке электромагнита вибрационного выпрямителя и добиваясь при этом наибольшего отклонения указателя, можно при произвольном соотношении амплитуд $I_{1 \text{ max}}$ и $I_{2 \text{ max}}$ и фазы φ_2 определить максимальное значение результирующего тока. Кроме того, максимальное значение результирующего тока можно определять путем измерения падения напряжения на известном активном сопротивлении (включенном последовательно в намагничивающую цепь) при помощи вольтметра, измеряющего амплитудные значения искаженных напряжений.

При использовании в качестве измерителя неуправляемого выпрямителя, например диодного, ток через измеритель протекает не только за промежуток времени

$$t = t_{I_{\text{max}}} \div \left(t_{I_{\text{max}}} + \frac{T}{2} \right),$$

но и все время, пока на анод диода подается положительный потенциал.

В условиях сложного намагничивания, когда результирующая кривая тока (см. рис. 4) имеет несколько максимумов, индуктированная во вторичной обмотке э. д. с. может за период несколько раз изменять знак, и ток через измеритель может проходить не только в промежуток

* Предполагается, что частота замыканий контакта механического выпрямителя соответствует низкой частоте f_1 .

от I_{Im} до $I_{Im} + \frac{T}{2}$, но и в течение второго полупериода. Последнее приведет к тому, что показания измерителя будут больше среднего значения э. д. с. Таким образом, пользуясь обычным диодным вольтметром, можно получить завышенные значения максимальной напряженности магнитного поля.

Все сказанное выше об измерении э. д. с. во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности относится и к измерению э. д. с. во вторичной обмотке на образце, т. е. к измерению индукции.

Учесть погрешность диодного вольтметра в рассматриваемом случае невозможно, так как она зависит не только от сдвига фаз φ_2 , но и от соотношения амплитудных значений токов $I_{1 \max}$ и $I_{3 \max}$. Чем меньше угол φ_2 и больше отношение $\frac{I_{1 \max}}{I_{3 \max}}$, тем меньше погрешность измерений. Практически этой погрешностью можно пренебрегать, если мгновенное значение измеряемой э. д. с. меняет свой знак не более двух раз за период.

В табл. 1 произведено сопоставление результатов определения максимального значения тока при измерении э. д. с. во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности диодным вольтметром и вольтметром с управляемым механическим выпрямителем.

Таблица 1

$\frac{I_{1 \max}}{I_{3 \max}}$	φ_2	Наибольшее значение тока I_{\max} , а	
		диодный вольтметр	вольтметр с вибрационным выпрямителем
6,6	0	0,126	0,127
6,6	180	0,105	0,092
3,8	0	0,150	0,146
2,9	0	0,170	0,159
2,2	0	0,215	0,177
1,7	0	0,265	0,193
0,9	0	0,430	0,244
0,7	0	0,480	0,256

В табл. 2 дано такое же сопоставление результатов измерений, произведенных при помощи вольтметра с вибрационным выпрямителем и электронного осциллографа для случая, когда $\varphi_2 = 180^\circ$.

Таблица 2

$\frac{I_{1 \max}}{I_{3 \max}}$	Наибольшее значение тока I_{\max} , а	
	вольтметр с вибрационным выпрямителем	электронный осциллограф
0,4	0,158	0,157
1,1	0,134	0,134
0,9	0,153	0,150
1,2	0,117	0,116
6,6	0,064	0,067

Все изложенное выше позволяет сделать вывод, что при сложном намагничивании для определения кривой зависимости максимального значения индукции от максимального значения напряженности магнитного поля при небольшом отношении частот можно пользоваться вольтметром с управляемым выпрямителем, например феррометром типа У-542. Если же отношения частот $\frac{f_n}{f_1}$ и амплитуд $\frac{I_n \max}{I_1 \max}$ велики, то показания вольтметра с вибрационным выпрямителем могут содержать большие погрешности. Последнее объясняется тем, что в случае, когда контакт выпрямителя замкнут, то через измеритель протекает переменный ток частотой f_n , который вызывает сильное дрожание стрелки и появление в связи с этим значительных погрешностей. Поэтому при одновременном намагничивании образца полями весьма различающихся частот можно пользоваться вольтметром с управляемым выпрямителем только при сравнительно небольших значениях э. д. с. повышенной («подмагничивающей») частоты. Обычный вольтметр с диодным выпрямителем в рассматриваемом случае вообще не может быть рекомендован.

В табл. 3 приведены результаты сравнения показаний диодного вольтметра при различных соотношениях амплитуд намагничивающих токов частотами $f_1 = 50$ гц и $f_n = 1000$ гц, но при $I_{\max} = \text{const}$.

Таблица 3

$\frac{I_n \max}{I_1 \max}$	=	62	18	12	8	3,5	2,1
Изменение показаний диодного вольтметра в % по сравнению с показанием при $I_n = 0$	0	10	20	35	70	200	540

На основании данных табл. 3 видно, что даже при малых значениях амплитуд напряженностей поля повышенной частоты показания диодного вольтметра, не содержащего управляемого выпрямителя, заметно возрастают (при наложении поля, создаваемого током $I_n \max = 0,015 I_1 \max$, показания вольтметра возросли на 10%). Этим увеличением показаний диодного вольтметра в присутствии поля повышенной (по сравнению с измеряемой) частоты можно объяснить возникающие иногда погрешности определения динамической кривой намагничивания, если образец дополнительно намагничивается полями помех. Чем выше частота поля помехи, тем больше погрешность показаний обычных диодных вольтметров. Под влиянием погрешностей, вызванных полями помех, кажущееся значение магнитной индукции может оказаться больше, чем при измерении на постоянном токе, и динамическая кривая намагничивания пойдет выше коммутационной.

Выше описывались методы определения магнитных характеристик (в условиях сложного намагничивания) по сложным кривым, т. е. по амплитудным значениям результирующих кривых индукции $B_{p \max}$ и напряженности магнитного поля $H_{p \max}$.

Поскольку величина $B_{p \max}$ зависит от соотношения амплитуд намагничивающих полей и от фазы φ_n , то для получения однозначности характеристик целесообразно их определять как функции одной из независимых переменных, полагая другие переменные в процессе снятия каждой из кривых неизменными.

Таким образом, характеристикой магнитного состояния материала в условиях сложного намагничивания могут служить семейства кривых:

$$1) B_{p\max} = f'(H_{p\max})$$

при $\varphi_n = \text{const}$, $H_{1\max} = \text{const}$, $H_{n\max} = \text{var}$;

$$2) B_{p\max} = f''(H_{p\max})$$

при $H_{1\max} = \text{const}$, $H_{n\max} = \text{const}$, $\varphi_n = \text{var}$;

$$3) B_{p\max} = f'''(H_{p\max})$$

при $\varphi_n = \text{const}$, $H_{n\max} = \text{const}$, $H_{1\max} = \text{var}$.

Как показал эксперимент, зависимость максимального значения результирующей индукции от угла сдвига фаз φ_n заметно сказывается лишь при отношении частот $\frac{f_n}{f_1} \leq 6$. Если же частоты сильно отличаются друг от друга, то изменением угла φ_n можно пренебречь.

Характеристики, аналогичные рассмотренным выше, можно получить осциллографическим методом, определяя координаты вершин петли гистерезиса. Такие характеристики отражают изменение магнитного состояния образца под воздействием результирующей напряженности магнитного поля. Однако они не дают представления о том, как на магнитные параметры образца, намагничиваемого полем какой-либо

частоты, влияет подмагничивание полем другой частоты. Для изучения влияния дополнительного намагничивания полями различных частот на характеристики магнитного материала, определенные на переменном токе, во ВНИИМ был избран компенсационный метод. Преимущества компенсационного метода перед другими сводятся к тому, что он:

а) обеспечивает возможность изучения влияния на свойства материала, намагничиваемого полем какой-либо частоты, наложения полей другой частоты;

б) пригоден для определения не только кривой намагничивания в условиях сложного намагничивания, но и кривой потерь;

в) может быть использован при наложении полей кратных и некратных частот.

Рис. 6. Принципиальная схема, применяемая при испытании образцов компенсационным методом в условиях одновременного намагничивания двумя переменными полями различных частот.

В качестве измерительного устройства была применена компенсационная установка типа УКПТ-1 на частоты 50, 400, 1000, 2400 и 8000 гц производства завода «Эталон». Согласно схеме, приведенной на рис. 6, образец намагничивается одновременно полем частотой $f_1 = 50$ гц и полем повышенной частоты f_n от звукового генератора ЗГ-10 через усилитель мощности типа 50-М. В схеме применена общая намагничивающая цепь для токов различных частот. Рабочая цепь компенсационной установки УКПТ-1 может питаться либо от источника ЛАТР частотой f_1 , либо через усилитель УМ-10 от того же генератора ЗГ-10, от которого подается напряжение в намагничивающую цепь.

По падению напряжения на образцовом активном сопротивлении R_1 можно рассчитать напряженность поля заданной частоты, а по величине э. д. с. в измерительной обмотке на образце — амплитудное значение индукции.

При помощи электронного осциллографа ЭО-7 можно наблюдать формы кривых результирующего тока, либо вторичных э. д. с. в измерительной обмотке на образце. Сопротивление R служит для изменения режима намагничивания, а сопротивление R_2 — для приближенного определения силы тока в намагничивающей цепи.

Если рабочая цепь компенсатора питается током частотой f_1 , то производится измерение составляющих намагничивающего тока и вторичной э. д. с., соответствующих этой же частоте f_1 .

В общем случае значения напряженности магнитного поля и индукции подсчитываются по формулам

$$(H_{1\max})_{f_n} = \frac{0,4\pi \sqrt{2} \omega_1 U_{R_1}}{l_{\text{med}} R_1}$$

и

$$(B_{1\max})_{f_n} = \frac{E_2 \cdot 10^8}{4,44 f_n S \omega_2},$$

где S — площадь сечения образца (в см^2),

l_{med} — средняя длина пути магнитного потока (в см);

U_{R_1} — действующее значение основной гармоники частотой f_n падения напряжения на сопротивлении R_1 (в в);

E_2 — действующее значение основной гармоники э. д. с. частотой f_n в измерительной обмотке ω_2 на образце (в в).

Удельные потери при частоте f_n , соответствующие индукции $(B_{1\max})_{f_n}$, могут быть определены по формуле

$$P_{f_n} = \frac{1}{m} I E_2 \cos \varphi \frac{\omega_1}{\omega_2},$$

где $I = \frac{U_{R_1}}{R_1}$,

m — масса испытуемого образца,

ω_1 и ω_2 — числа витков намагничивающей и измерительной обмоток.

Угол φ также определяется при помощи компенсатора через составляющие э. д. с. E_2 и намагничивающего тока I .

На рис. 7 приведены кривые зависимости амплитудных значений

$$(B_{1\max})_{f_1-50} = F_1 (H_{1\max})_{f_n}$$

первой гармоники индукции частотой 50 гц от амплитуд первой гармоники напряженности поля повышенной частоты f_n ($f_n = 400, 1000$ и 1500 гц) для образца листового электротехнической стали марки Э330 при толщине листа 0,08 мм.

В процессе снятия кривых неизменным поддерживалось амплитудное значение первой гармоники напряженности поля частотой 50 гц, т. е. $(H_{1\max})_{f_1-50} = \text{const}$.

Эти кривые характеризуют влияние поля повышенной частоты на магнитную индукцию, обусловленную полем более низкой частоты.

Анализ экспериментальных данных показал, что в исследованном диапазоне частот (от 400 до 1500 гц) на величину индукции $(B_{1\max})_{f_1-50}$ влияет главным образом величина напряженности поля частотой f_n , влияние же частоты лежит в пределах довольно значительной

погрешности измерений. Можно предполагать, что все изменения $(B_{1\max})_{f_1=50}$ в данном случае объясняются изменениями магнитного состояния материала по основной кривой намагничивания и гистерезисным циклам.

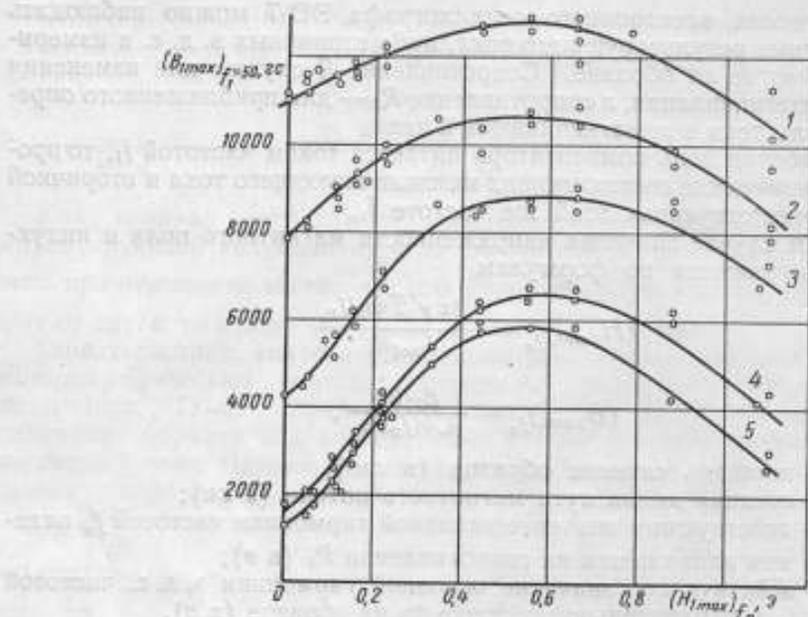


Рис. 7. Кривые зависимости $(B_{1\max})_{f_1=50} = F_1(H_{1\max})_{f_1=400 \div 1500}$ для образца листовой электротехнической стали марки Э330 при $(H_{1\max})_{f_1=50} = \text{const}$, соответственно равной:
1—1,0 э; 2—0,65 э; 3—0,44 э; 4—0,29 э; 5—0,27 э.

На рис. 8—12 даны кривые зависимости амплитудных значений

$$(B_{1\max})_{f_n} = F_2(H_{1\max})_{f_n}$$

первой гармоники индукции, соответствующей частоте f_n , от амплитудных значений первой гармоники напряженности поля той же частоты для образцов листовой электротехнической стали марки Э330 при толщине листа 0,08 мм и материалов марок 50НП и 80НХС при толщине листа 0,1 мм. В процессе снятия кривых неизменным поддерживалось амплитудное значение первой гармоники напряженности поля, соответствующей частоте $f_1 = 50$ гц, т. е.

$$(H_{1\max})_{f_1=50} = \text{const.}$$

Семейства кривых вида

$$(B_{1\max})_{f_n} = F_2(H_{1\max})_{f_n}$$

при

$$(H_{1\max})_{f_1=50} = \text{const}$$

характеризуют влияние напряженности поля низкой частоты на динамическую кривую намагничивания, определенную на более высокой частоте. Общий вид таких семейств аналогичен кривым, полученным

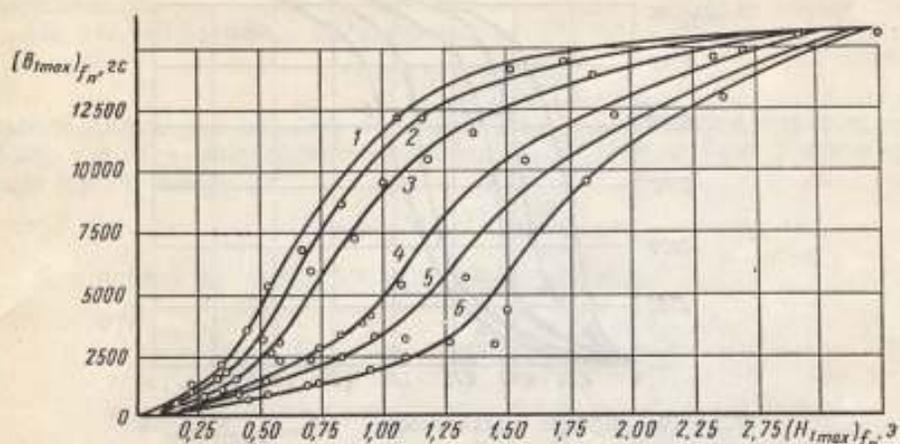


Рис. 8. Кривые зависимости $(B_{1max})_{f_n = 400 \text{ эц}} = F_2(H_{1max})_{f_n = 400 \text{ эц}}$ для образца листовой электротехнической стали марки Э330 при $(H_{1max})_{f_1} = 50 \text{ эц} = \text{const}$, соответственно равной:

1 — 0 э; 2 — 0,22 э; 3 — 0,33 э; 4 — 0,55 э; 5 — 0,85 э; 6 — 1,1 э.

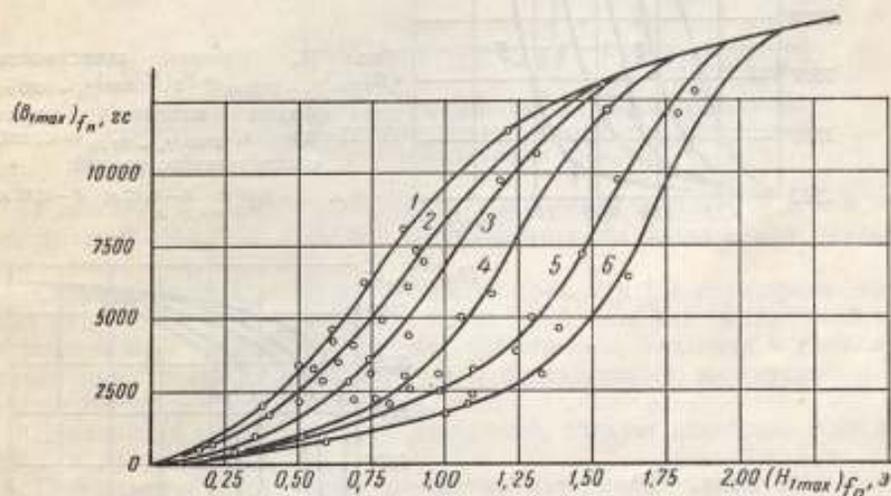


Рис. 9. Кривые зависимости $(B_{1max})_{f_n = 1000 \text{ эц}} = F_2(H_{1max})_{f_n = 1000 \text{ эц}}$ для образца листовой электротехнической стали марки Э330 при $(H_{1max})_{f_1} = 50 \text{ эц} = \text{const}$, соответственно равной:

1 — 0 э; 2 — 0,22 э; 3 — 0,33 э; 4 — 0,55 э; 5 — 0,85 э; 6 — 1,1 э.

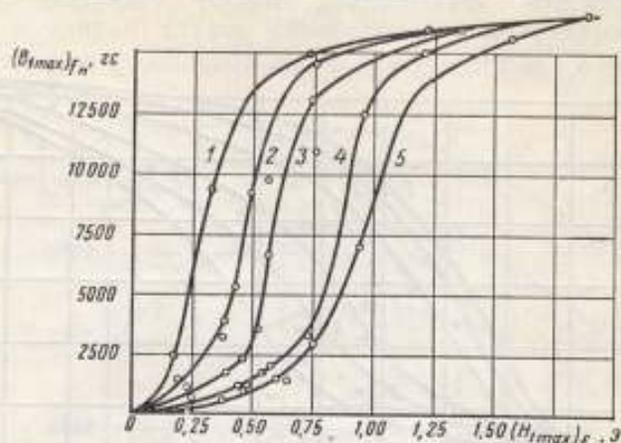


Рис. 10. Кривые зависимости $(B_{1max})_{fn} = 400 \text{ гц} = F_2(H_{1max})_{fn} = 400 \text{ гц}$ для образца материала марки 50HP при $(H_{1max})_{f_1} = 50 \text{ гц} = \text{const}$, соответственно равной:
 1 — 0 э; 2 — 0,16 э; 3 — 0,32 э; 4 — 0,48 э; 5 — 0,64 э.

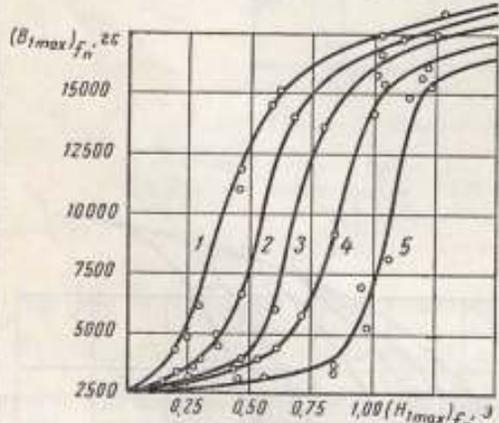
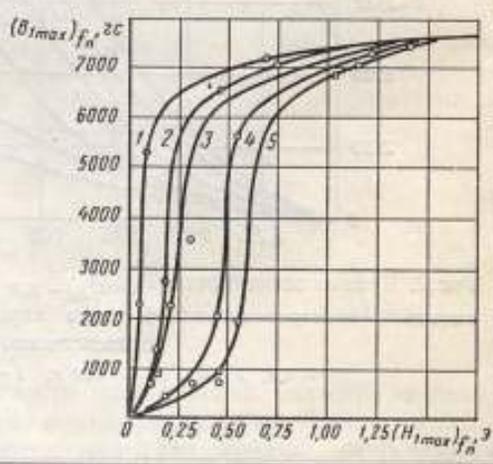


Рис. 11. Кривые зависимости $(B_{1max})_{fn} = 1000 \text{ гц} = F_2(H_{1max})_{fn} = 1000 \text{ гц}$ для образца материала марки 50HP при $(H_{1max})_{f_1} = 50 \text{ гц} = \text{const}$, соответственно равной:
 1 — 0 э; 2 — 0,16 э; 3 — 0,32 э; 4 — 0,48 э; 5 — 0,64 э.

Рис. 12. Кривые зависимости $(B_{1max})_{fn} = 400 \text{ гц} = F_2(H_{1max})_{fn} = 400 \text{ гц}$ для образца материала марки 80HXS при $(H_{1max})_{f_1} = 10 \text{ гц} = \text{const}$, соответственно равной:
 1 — 0 э; 2 — 0,13 э; 3 — 0,27 э; 4 — 0,40 э; 5 — 0,53 э.



при одновременном действии переменного и постоянного полей, однако «подмагничивающее» действие переменного поля меньше, чем постоянного.

На рис. 13 кривая 1 представляет собой зависимость

$$(B_{1\max})_{f_n} = F_3(H_0),$$

определенную на образце листовой электротехнической стали марки Э330, где H_0 — напряженность постоянного поля. Кривая 2 представляет собой зависимость

$$(B_{1\max})_{f_n} = F_4(H_{1\max})_{f_1=50}$$

Для первой кривой наибольшая производная

$$\frac{\partial (B_{1\max})_{f_n}}{\partial H_0} = 3500, \text{ а для второй } \frac{\partial (B_{1\max})_{f_n}}{\partial (H_{1\max})_{f_1=50}} = 2400.$$

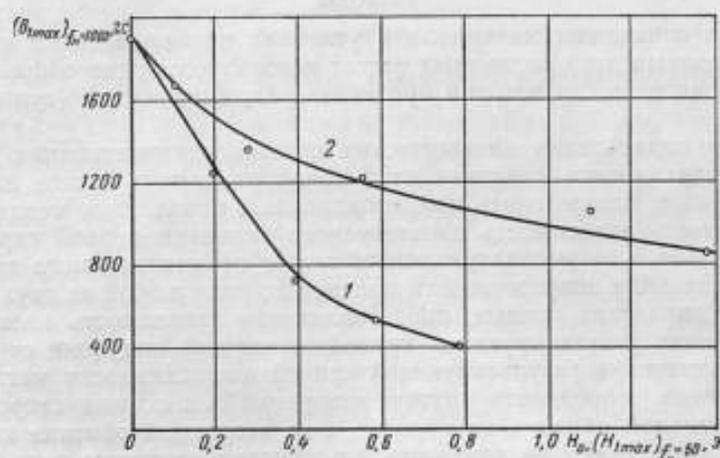


Рис. 13. Кривые зависимости переменной составляющей индукции повышенной частоты от напряженности магнитного поля низкой частоты и постоянного поля.

Известное в теории магнитных усилителей положение о том, что «подмагничивающее» действие постоянного поля больше, чем переменного поля, подтверждает рис. 13.

Сопоставление кривых зависимостей (рис. 7 и 13) некоторого значения индукции от напряженности магнитного поля как пониженной, так и повышенной частоты выявляет существенное различие в характере изменения магнитных параметров и подтверждает необходимость их экспериментального определения.

Заканчивая обзор методики измерений, следует несколько слов сказать о погрешностях.

При одновременном намагничивании материала полями двух частот погрешность измерений значительно увеличивается по сравнению с погрешностью измерений на переменном токе одной частоты. Исследование ряда повторных измерений компенсационным методом в условиях сложного намагничивания показало, что наибольшее отклонение от среднего из ряда в 10 измерений составляет $\pm 9\%$.

Значительные погрешности измерений в рассматриваемых условиях объясняются не столько погрешностями собственно измерительной

аппаратуры, сколько неопределенностью режимов намагничивания и погрешностями, обусловленными наличием высших гармоник индукции, либо напряженности магнитного поля при намагничивании полем частотой f_1 . Эти гармоники могут быть сравнимы с частотой f_n , вследствие чего в результатах определения $(H_{1\max})_{f_n}$ или $(B_{1\max})_{f_n}$ появятся значительные погрешности.

Кроме того, несмотря на высокую избирательность нулевого индикатора в компенсационной установке при наличии значительного удельного веса гармонических составляющих, отличных от измеряемой, точность измерений существенно снижается. Режимы намагничивания также трудно получить строго выдержанными, так как в процессе измерений непрерывно регулируется намагничивающий ток (по крайней мере одной частоты), что в свою очередь вызывает изменение параметров намагничивающей цепи.

Выводы

1. При испытании материала в условиях одновременного намагничивания полями двух различных частот используется одна общая намагничивающая цепь, по которой протекает результирующий (суммарный) ток.

2. Для определения динамических кривых намагничивания в условиях одновременного действия двух полей различных частот наиболее целесообразно использовать компенсационный метод. Этот метод позволяет получать зависимость амплитудного значения первой гармоники индукции одной из рассматриваемых частот от амплитудного значения первой гармоники напряженности магнитного поля любой из двух частот.

3. Динамические кривые, представляющие зависимость максимального значения результирующей кривой магнитной индукции от максимального значения результирующей кривой напряженности магнитного поля, можно определять путем измерения э. д. с., индуктированной в измерительной обмотке на образце и во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности, включенной в намагничивающую цепь. По последней величине или по максимальному значению падения напряжения на активном сопротивлении рассчитываются максимальные значения намагничивающего тока и напряженности магнитного поля. Среднее значение индуктированных э. д. с. при этом должно измеряться вольтметрами с управляемыми выпрямителями, причем частота управляющего напряжения должна быть равной низшей частоте намагничивающего тока.

4. Расчетные методы определения кривых зависимостей результирующей индукции от результирующей напряженности магнитного поля могут применяться только в тех случаях, когда частоты двух синусоидальных составляющих намагничивающего поля кратны и отношение их не превышает трех. При большем отношении частот получающиеся уравнения слишком сложны и расчетное определение характеристик становится нецелесообразным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А., Магнитные усилители, изд. Советское радио, 1956.
2. Parion A., «Engineering», № 4683, 1953, p. 697.
3. Wischmever C. R., «Rev. Scient. Instrum.», v. 25, № 1, 1954.

Поступила в редакцию
16/III 1959 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Е. Т. Чернышев, Е. Г. Шрамков. Принципы построения различных схем передачи значений магнитных единиц	5
Л. К. Жуковская, Н. Г. Чернышева. Образцовая мера напряженности слабых магнитных полей	11
Ю. Г. Мехев. Определение магнитных моментов группы эллипсоидальных магнитов	21
Н. В. Студенцов, Б. М. Яновский. Расчет напряженности магнитного поля однослойных колец Гельмгольца	28
Е. Т. Чернышев, Н. Г. Чернышева, Е. Н. Чечуринна. Межлабораторные сличения образцовых мер магнитного потока, измерительных катушек и нормальных образцов магнитных материалов	40
Н. В. Студенцов, Т. Н. Тихомирова, Б. М. Яновский. Применение магнитного ядерного резонанса для измерения постоянной катушек напряженности магнитного поля	43
Н. В. Студенцов, Т. Н. Тихомирова, Б. М. Яновский. Измерение составляющих напряженности магнитного поля Земли методом свободной ядерной индукции	52
Н. Г. Чернышева, Е. Н. Чечуринна. Установка для испытания образцов ферромагнитных материалов на переменном токе частотой до 10 кГц и при одновременном намагничивании в постоянном и переменном полях	56
Н. Г. Чернышева. Установка для испытания образцов ферромагнитных материалов в диапазоне частот 20 кГц — 1 МГц	69
И. А. Оралова, Е. Т. Чернышев. Определение полных потерь в образцах ферромагнитных материалов калориметрическим методом	82
Е. Н. Чечуринна. К вопросу об измерении дифференциальной магнитной проницаемости	90
Е. Н. Чечуринна. Методы определения магнитных характеристик ферромагнитных материалов при одновременном намагничивании двумя переменными полями	96

Главный редактор *Н. Н. Александрова*

Техред *О. А. Соколов*

Корректор *М. А. Беляева*

Подписано к печ. 20/VI 1960 г.

М-46561.

Тираж 3000 экз.

Печ. л. 7.

Уч.-изд. л. 9,7.

Формат бумаги 70×108¹/₁₆.

Заказ 1569

Картфабрика ВМФ

Цена 6 р. 80 к.

С 1/1 61 г. 68 коп.