

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНИК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ

1 (43)

СБОРНИК ТРУДОВ

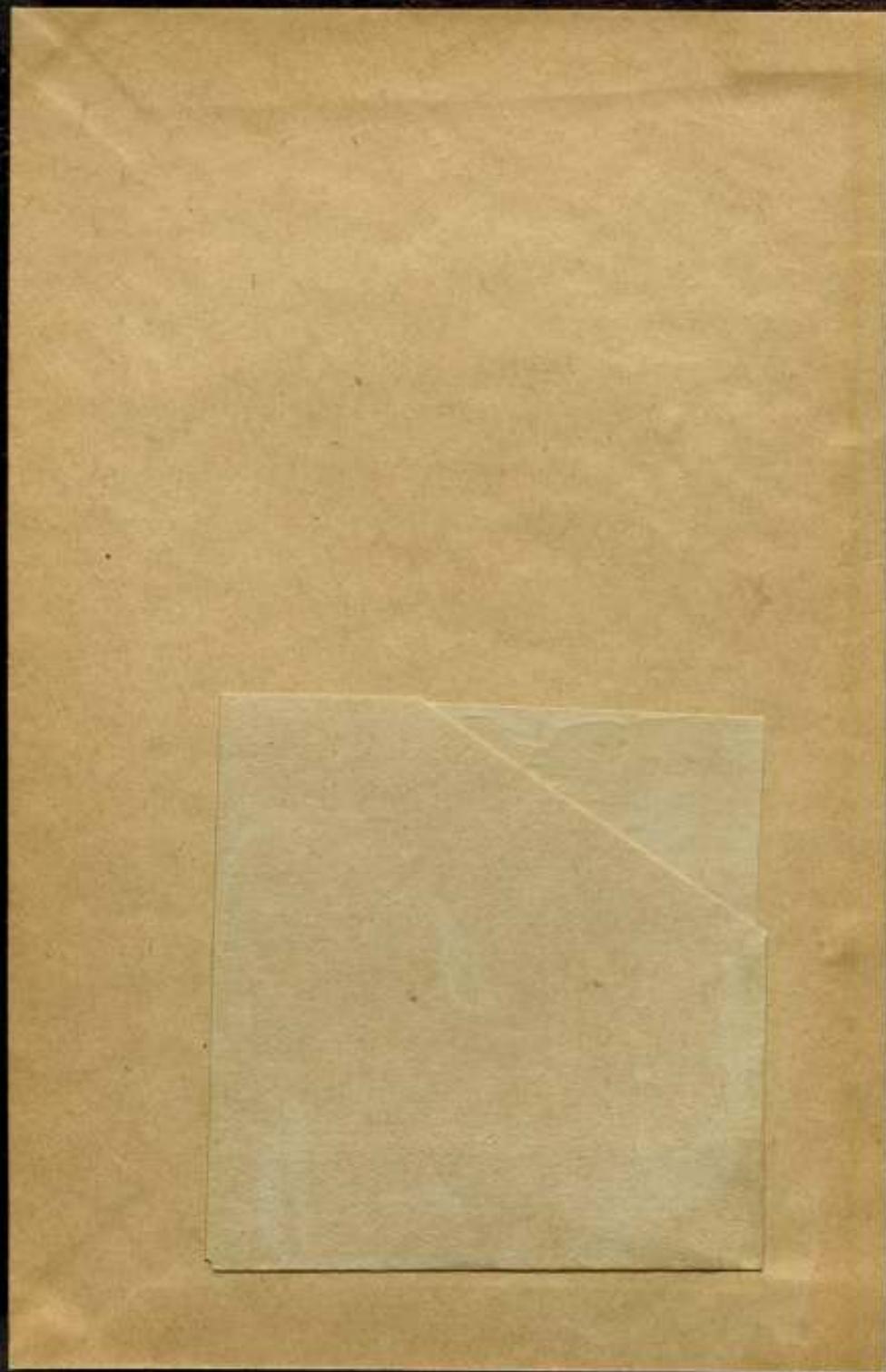
Выпуск 1 (43)

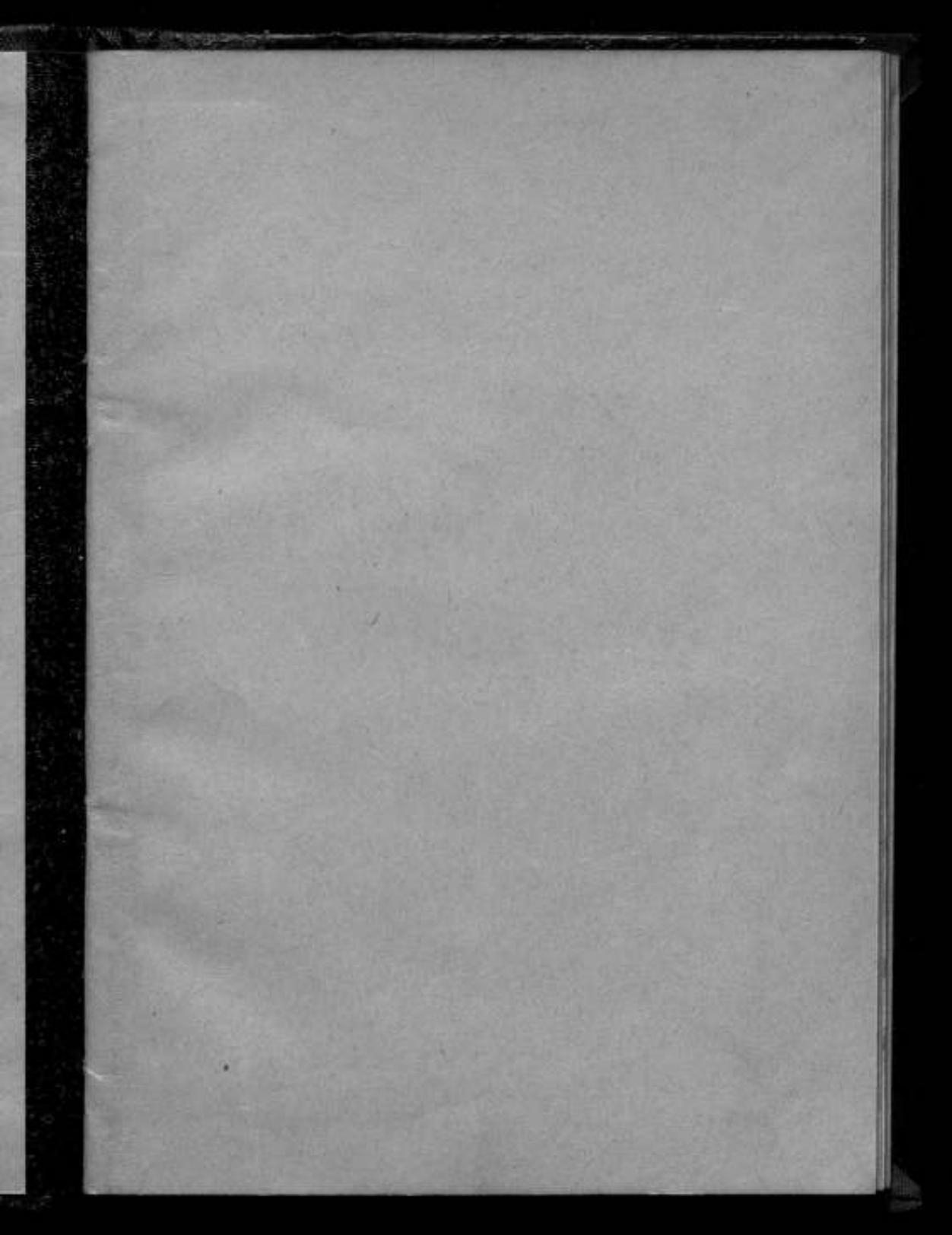
МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

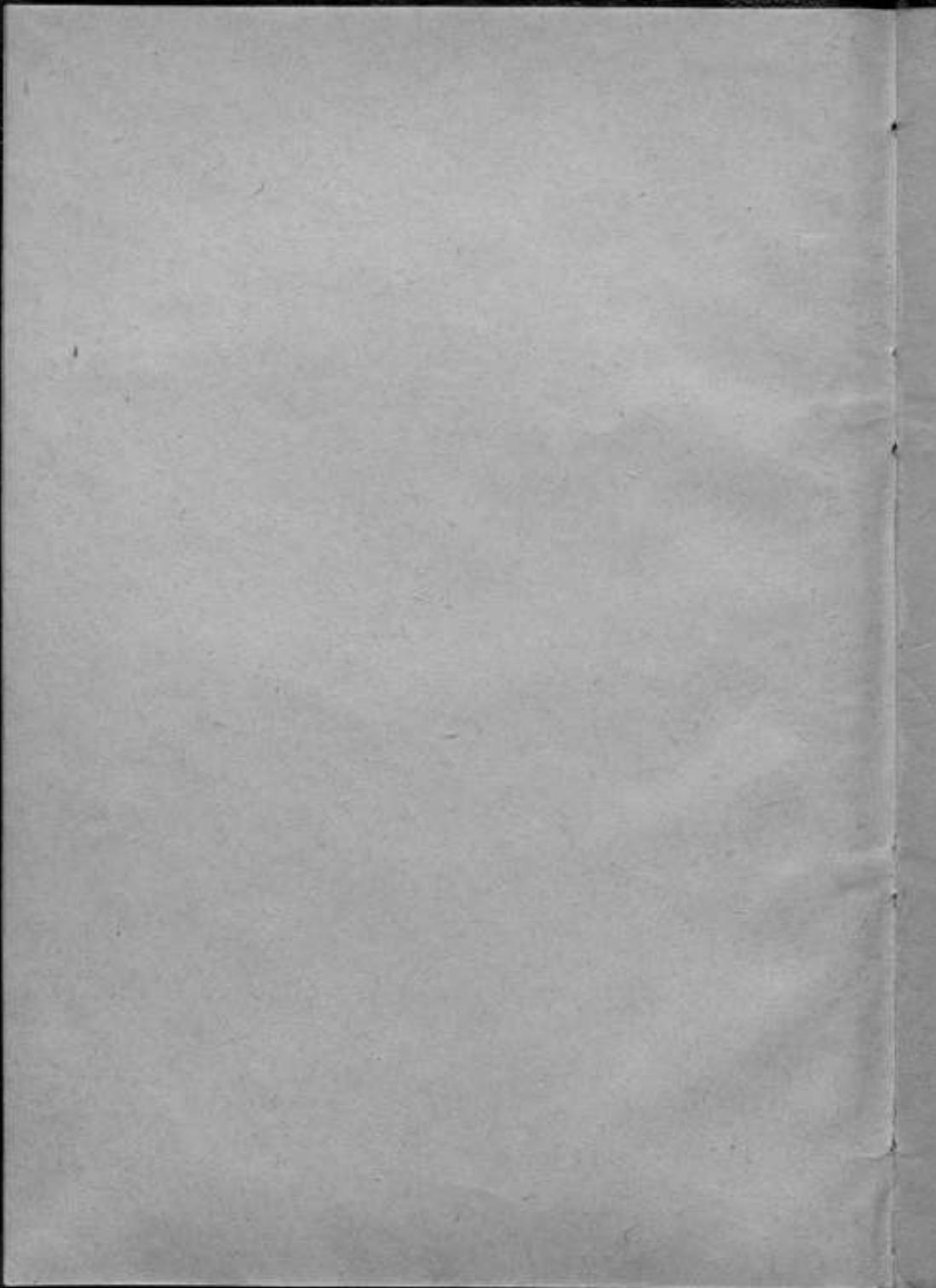


ИЗДАНИЕ ВНИИМ

ЛЕНИНГРАД -- 1940







КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ

СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 1 (43)

МАГНИТНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Под редакцией
проф. Е. Г. ШРАМКОВА



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1940

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
От редактора	3
Б. М. Яковский и Н. И. Спиридович. Об установлении нормальных образцов магнитной восприимчивости парамагнитных тел	5
Е. Т. Чернышев. Некоторые электромагнитные процессы при испытании магнитных материалов в пермеамтрах	53
Н. Г. Зуева. Применение магнетрона для измерения напряженности магнитного поля (часть 2)	71
Г. К. Ягола. Измерение магнитодвижущей силы в постоянном магнитном поле при помощи магнитных потенциалометров	99
Е. Т. Чернышев и Н. И. Спиридович. Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов	108

ОТ РЕДАКТОРА

Настоящий сборник содержит оригинальные работы сотрудников Магнитной лаборатории ВНИИМ, выполненные в 1937 и 1938 гг.

Одной из наиболее важных задач лаборатории, как метрологического учреждения, является обеспечение единства магнитных измерений в нашем Союзе. Для осуществления этой задачи, имея в виду, что магнитные измерения находят наибольшее приложение в области испытания всевозможных магнитных материалов, необходимо заинтересованные лаборатории и учреждения обеспечить так называемыми нормальными образцами, т. е. такими образцами, магнитные характеристики которых тщательно изучены и в максимально возможной степени воспроизводимы во времени.

Подобного рода нормальные образцы предназначаются для проверки измерительной аппаратуры, применяемой при испытаниях различного рода магнитных материалов, а также для испытаний, использующих метод сравнения.

В соответствии с этим Магнитная лаборатория ВНИИМ проводит исследования, имеющие целью разработку методов испытания нормальных образцов, требований, которым должны удовлетворять эти образцы, и условий их применения.

Печатаемая в настоящем сборнике статья Б. М. Яновского и Н. И. Спиридовича „Об установлении нормальных образцов пара- и диамагнитных материалов“ является первой из этой серии работ лаборатории. В первой части статьи дается исчерпывающий обзор и анализ существующих методов определения магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных материалов. Во второй части детально рассматриваются методы, принятые магнитной лабораторией ВНИИМ, дается теоретическое обоснование этих методов, описывается аппаратура, изготовленная по чертежам лаборатории на заводе „Эталон“, приводится анализ погрешностей измерения магнитной восприимчивости и экспериментальные результаты измерений магнитной восприимчивости некоторых парамагнитных веществ, принятых лабораторией для изготовления нормальных образцов. В результате этой работы Магнитная лаборатория ВНИИМ получила в настоящее время возможность снабжать заинтересованные организации нормальными образцами парамагнитных материалов с известной магнитной восприимчивостью.

Наряду с разрешением указанной выше задачи, данная работа является также первым этапом на пути установления магнитных констант пара- и диамагнитных материалов с возможной метрологической точностью. Развитие работы в этом направлении намечается в ближайшие годы.

В практике магнитных испытаний образцов магнитных материалов широкое применение имеют пермеаметры для баллистического метода. Опыт показывает, что во многих случаях результаты испытания в пермеаметрах, особенно образцов магнитно-мягких материалов, получаются с большими погрешностями. Помимо погрешностей, обусловленных наличием ярма пермеаметра, имеют место также погрешности, вызыва-

емые электромагнитными процессами при коммутациях тока в намагничивающей цепи пермеаметра. Изучению этих процессов и выяснению погрешностей, обусловленных ими, и посвящена статья Е. Т. Чернышева „Некоторые электромагнитные процессы при испытании магнитных материалов в пермеаметрах“.

В предыдущем сборнике работ Магнитной лаборатории („Магнитные исследования и измерения“, № 18(34) 1938 г., ГОНТИ) помещена статья Н. Г. Зуевой „Применение магнетрона для измерения напряженности магнитного поля“. В этой статье приведены результаты исследования обычного двухэлектродного магнетрона для измерения слабых магнитных полей и дано теоретическое обоснование методики измерений с магнетроном. В настоящем сборнике тому же вопросу посвящена вторая статья того же названия, являющаяся развитием первой. В этой статье приводятся результаты исследования другого метода, позволяющего измерять как постоянные, так и переменные магнитные поля, порядка десятков эрстед, и рассмотрено применение магнетрона для измерения силы тока в линейном проводнике. Помимо этого в статье даются описание и результаты исследования магнетрона специальной конструкции с двумя анодами, при помощи которого можно измерять напряженности магнитного поля порядка десятых и сотых эрстеда, без поляризующей катушки.

В практике магнитных измерений, и в частности при испытании ферромагнитных материалов и постоянных магнитов, все большее значение приобретают методы, позволяющие измерять не только магнитную индукцию, но также и напряженность магнитного поля или МДС при помощи магнитных потенциалометров.

В печатаемой в настоящем сборнике статье Г. К. Ягола „Исследования магнитодвижущей силы в постоянном магнитном поле при помощи магнитных потенциалометров“, рассматриваются вопросы, касающиеся методики и погрешностей измерения МДС при помощи магнитных потенциалометров разных типов и в частности при помощи жесткого прямолинейного потенциалометра, предложенного автором статьи и обладающего рядом преимуществ, по сравнению с другими типами.

При определении кривых намагничивания магнитно-мягких материалов в слабых магнитных полях приходится иногда прибегать к испытанию образцов в разомкнутой магнитной цепи. Так как непосредственное измерение напряженности внутреннего намагничивающего поля в этих случаях часто представляется невозможным, вследствие недостаточной чувствительности измерительной аппаратуры, приходится вычислять напряженность поля, а для этого необходимо знать коэффициент размагничивания образца. Вопросу об экспериментальном определении коэффициента размагничивания данного образца, пользуясь идеальной кривой намагничивания, и посвящена статья Е. Т. Чернышева и Н. И. Спиридовича „Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов“. В статье приводятся результаты экспериментального сравнения существующих методов определения идеальной кривой намагничивания и анализируются главнейшие факторы, влияющие на результаты определения коэффициента размагничивания из идеальной кривой намагничивания.

Б. М. ЯНОВСКИЙ И Н. И. СПИРИДОВИЧ

ОБ УСТАНОВЛЕНИИ НОРМАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПАРАМАГНИТНЫХ ТЕЛ

Часть I

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПАРА- И ДИА-
МАГНИТНЫХ ТЕЛ

1. Введение

Пара- и диамагнитные свойства физических тел были впервые открыты Фарадеем [1], который нашел, что все тела природы обладают магнитными свойствами в большей или меньшей степени. Ему же принадлежат и первые измерения магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел; предложенный им метод до настоящего времени остается одним из основных методов измерения в этой области. После Фарадея измерениями восприимчивости слабомагнитных тел занимались различные исследователи, предложившие новые методы. Так, например, в 1885 г. Квинке (Quinke) [2] для измерения восприимчивости жидких тел предложил метод сообщающихся сосудов, в 1889 г. Гун (Gouy) [3] — метод цилиндра, Юз (Hughes) [4] — индукционный метод.

Но до 1895 г., до момента появления работ Кюри (Curie) [5], все измерения в области слабомагнитных тел носили более или менее случайный характер. Кюри первый произвел систематические исследования пара- и диамагнетизма, установив следующие известные всем законы: восприимчивость диамагнитных тел есть величина постоянная, независящая от температуры, а восприимчивость парамагнитных тел обратно пропорциональна абсолютной температуре. С этого момента начинается большой интерес к изучению пара- и диамагнетизма и появляется большое количество работ в этой области. Одновременно с этим усиленно разрабатывается и методика измерений. Особенно большое значение приобрели работы по изучению пара- и диамагнитных свойств элементов и всевозможных соединений, в связи с развитием учения о строении атома, так как по современной теории как атом, так и составляющие его электроны и протоны, обладают собственными магнитными моментами. Измерение величины этих элементарных магнитных моментов имеют для теории такое же значение, как и измерения длин волн, излучаемых атомами и молекулами. Как показывает современная теория магнетизма, величину элементарного магнитного момента можно вычислить, зная величину магнитной восприимчивости и ее зависимость от

температуры. Поэтому понятно, какое значение приобретают в настоящее время работы по измерению восприимчивости пара- и диамагнитных тел.

Методы, которыми пользуются для измерения магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел, можно разделить на две основные группы. Методы первой группы основаны на измерении магнитного поля, создаваемого испытуемым телом под влиянием внешнего магнитного поля. К этой группе относятся магнитометрический метод и метод индукционный.

Методы второй группы основаны на измерении механических сил, действующих на испытуемое тело со стороны внешнего магнитного поля. Сюда относятся методы Фарадея, Квинке, Гуи и некоторые другие.

Если некоторые из методов первой группы (магнитометрический) по существу ничем не отличаются от обычных методов испытания ферромагнитных материалов, то методы второй группы представляют совершенно своеобразную группу. Причина такого своеобразия заключается в чрезвычайно малых величинах магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел. Из табл. 1, в которой приведены значения магнитной восприимчивости χ чистых элементов в абсолютных единицах, можно видеть, что пределы значений магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел заключаются от $0,000078 \cdot 10^{-6}$ до $248 \cdot 10^{-6}$ CGS_{ц.}

Таблица 1

Название элемента	$\times 10^6$	Название элемента	$\times 10^6$
Неодим	248,0	Родий	13,9
Празеодим	162,0	Ванадий	8,3
Церий	103,0	Титан	5,6
Марганец	71,3	Вольфрам	5,4
Палладий	64,3	Иридий	3,1
Уран	48,6	Барий	3,1
Хром	25,6	Алюминий	1,7
Платина	23,5	Кальций	1,6
Тантал	14,4	Торий	1,4
Магний	0,96	Свинец	— 1,36
Молибден	0,41	Кадмий	— 1,55
Рубидий	0,14	Фосфор	— 1,64
Кислород	0,14	Иод	— 1,77
Гелий	— 0,000078	Мышьяк	— 1,77
Водород	— 0,00165	Бериллий	— 1,8
Азот	— 0,00040	Серебро	— 2,1
Аргон	— 0,00078	Сурьма	— 5,83
Цезий	— 0,19	Висмут	— 13,2
Кремний	— 0,31		
Медь	— 0,76		
Углерод	— 1,08		
Бор	— 1,12	Воздух	$0,029 \cdot 10^{-6}$
Цинк	— 1,38	Вода	$-0,720 \cdot 10^{-6}$
Бром	— 1,36		

Измерения таких малых величин магнитной восприимчивости обычными методами — баллистическим или магнитометрическим — требуют или очень высокой чувствительности измерительных приборов (баллистического гальванометра или магнитометра) или же сильных намагничивающих полей, действие которых на измерительную часть прибора могло бы быть скомпенсировано каким-либо образом. Все эти условия затрудняют конструирование приборов и понижают точность измерения.

Для сравнения рассмотрим теоретически, какова должна быть наименьшая величина магнитной восприимчивости, которую возможно еще измерить магнитометрическим методом и методом Гуи.

Магнитометрический метод заключается в измерении напряженности магнитного поля, созданного намагниченным образцом на некотором от него расстоянии. Наибольшая величина напряженности магнитного поля H , создаваемого намагниченным телом, находится у поверхности тела, перпендикулярной к силовым линиям поля. В этом случае величина H совпадает с индукцией B внутри тела, т. е.

$$\mu_0 H = B = \mu_0 H_e + 4\pi I,$$

где H_e — напряженность намагничивающего поля и I — намагниченность тела, которая в свою очередь равна произведению восприимчивости χ на H_e , т. е.

$$I = \chi H_e.$$

Поэтому

$$H = H_e + \frac{4\pi\chi H_e}{\mu_0},$$

откуда

$$\chi = \frac{(H - H_e)\mu_0}{4\pi H_e}.$$

Напряженность магнитного поля H_e в измеряемой точке компенсируется каким-либо образом, и непосредственному измерению подвергается разность $H - H_e = h$. Величина h , которую возможно еще заметить современными методами при помощи астатического магнитометра, не превышает 10^{-6} Ое при H_e не более 5 Ое. При больших значениях H_e компенсация его чрезвычайно затруднительна. Поэтому наименьшая величина χ , которую можно еще измерить методами первой группы, получается равной

$$\chi = 10^{-5} : 60 = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ CGS } \mu_0.$$

Метод Гуи заключается в измерении механической силы, действующей на цилиндрический образец, один конец которого помещен в однородное магнитное поле H . Величина этой силы F пропорциональна квадрату напряженности поля H^2 , магнитной восприимчивости и площади сечения образца s , т. е.

$$F = \frac{\chi}{2} H^2 s,$$

откуда

$$\chi = \frac{2F}{H^2 s}.$$

Наименьшая величина F , которая может быть измерена обычными весами, составляет 0,01 мг или, приблизительно, 0,01 дин. Принимая напряженность поля равной порядка 20000 Ое, а площадь сечения образца 0,3 см² и подставляя эти значения в предыдущую формулу, получим:

$$\chi = \frac{0,01 \cdot 2}{(2 \cdot 10^4)^2 \cdot 0,3} \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ CGS}_{\mu_0}$$

т. е. наименьшая величина магнитной восприимчивости, которая может быть измерена одним из методов второй группы, значительно ниже наименьшей величины, измеряемой методом первой группы.

Так как методы второй группы получили наибольшее распространение при исследованиях пара- и диамагнитных тел, то в дальнейшем мы остановимся исключительно на них.

2. Метод Фарадея

Метод Фарадея [1] основан на измерении силы, действующей на пара- или диамагнитное тело малого объема, помещенное в неоднородное магнитное поле. Эта сила F , как показывает теория, пропорциональна магнитной восприимчивости χ и объему тела v , т. е.

$$F = A \chi v, \quad (1)$$

Зная коэффициент A и измерив силу F , можно определить величину магнитной восприимчивости. Коэффициент A может быть определен или опытным путем из непосредственных измерений величины, входящих в этот множитель, или же путем измерения силы, действующей на тело с известной восприимчивостью. В первом случае метод измерения восприимчивости будет абсолютным, во втором — относительным.

Для вывода формулы (1) воспользуемся выражением потенциальной энергии U для тела, помещенного в какое-либо магнитное поле, а именно:

$$U = - \int \frac{\chi H^2}{2} dv, \quad (2)$$

где H — напряженность магнитного поля, dv — элемент объема; интегрирование распространяется на весь объем тела. По законам механики сила F , действующая на тело, выражается градиентом величины U с обратным знаком, т. е.

$$F = \text{grad} \int \frac{\chi H^2}{2} dv,$$

или

$$F = \frac{\chi}{2} \int \text{grad} H^2 dv.$$

Если тело имеет малые размеры, то можно предположить, что $\text{grad } H^2$ не меняет своей величины в пределах этого объема, и поэтому интегрирование по объему дает

$$F = \frac{1}{2} \chi v \text{ grad } H^2. \quad (3)$$

Составляющие силы F будут:

$$F_x = \chi v H \frac{\partial H}{\partial x}, \quad F_y = \chi v H \frac{\partial H}{\partial y}, \quad F_z = \chi v H \frac{\partial H}{\partial z},$$

а величина F будет равна

$$F = \chi v H \frac{dH}{dr} = \chi v H \sqrt{\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)^2},$$

где r — направление наибольшего изменения величины H , v — объем, занимаемый телом. Таким образом, постоянный коэффициент A в формуле (1) представляет произведение численной величины напряженности поля H на его градиент,

$$A = |\text{grad } H^2| = H \frac{dH}{dr}.$$

Как видно, величина коэффициента A не зависит от направления вектора H , а лишь от направления наибольшего изменения численной величины H .

Из уравнения (3) вытекает, что для того, чтобы измерить силу F , необходимо уравновешивающую силу приложить в направлении, обратном силе F , т. е. в направлении r . Если же по условиям опыта уравновешивающая сила (например, сила тяжести) может быть приложена только в определенном направлении x , то для равновесия необходимо, чтобы составляющие силы F_y и F_z уравновешивались какими-либо добавочными силами, например, силами реакции. В дальнейшем мы будем предполагать, что уравновешивающая сила совпадает с направлением наибольшего изменения r .

Для определения коэффициента A , следовательно, необходимо знать величины H и $\frac{dH}{dr}$.

Из уравнения (3) получаем:

$$\chi = \frac{F}{H \frac{dH}{dr} v}. \quad (4)$$

Вместо величины магнитной восприимчивости χ , которую можно назвать объемной, удобнее пользоваться величиной удельной восприимчивости λ , т. е. восприимчивостью, отнесенной к единице плотности. Поэтому, разделив обе части уравнения (4) на плотность тела D , получим:

$$\lambda = \frac{\chi}{D} = \frac{F}{H \frac{dH}{dr} Dv} = \frac{F}{H \frac{dH}{dr} m},$$

где m — масса тела.

В случае, когда измеряемое тело находится в среде, обладающей магнитной восприимчивостью χ_0 (например, воздух, жидкость и т. д.), то необходимо уравнение (2) несколько исправить, написав его в следующем виде:

$$U = - \int \frac{\chi - \chi_0}{2} H^2 dv.$$

Вследствие этого формула (4) для восприимчивости χ в общем случае примет вид:

$$\chi = \chi_0 + \frac{F}{H} \frac{dH}{dr} \frac{1}{v}, \quad (5)$$

или же, заменяя объемную восприимчивость удельной, получим:

$$\chi = \chi_0 \frac{D_0}{D} + \frac{F}{mH} \frac{dH}{dr}, \quad (6)$$

где D_0 — плотность среды (воздуха), а D — плотность измеряемого вещества.

Метод Фарадея как абсолютный, несмотря на свою высокую чувствительность, обладает одним существенным недостатком, а именно — малой степенью точности. Поэтому большинство исследователей пользовалось и пользуется им до настоящего времени, как методом относительным. Формула (6) показывает, что для определения χ , помимо непосредственного измерения силы F и массы испытуемого тела m , необходимо измерить напряженность поля H и его градиент в направлении r . В то время как измерения H не представляют больших затруднений, измерения $\frac{dH}{dr}$ сопряжено с большими трудностями, особенно при больших градиентах. При относительном способе обе эти величины исключаются и задача сводится к непосредственному измерению F и m . Действительно, напомним уравнение (6) для двух тел, обладающих удельными восприимчивостями χ_1 и χ_2 , плотностями D_1 и D_2 и массами m_1 и m_2 , и помещенных в одно и то же поле с одинаковым градиентом. Тогда

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \frac{F}{m_1 H} \frac{dH}{dr}$$

$$\chi_2 = \chi_0 \frac{D_0}{D_2} + \frac{F}{m_2 H} \frac{dH}{dr}.$$

Переносим первые члены правой части в левую и разделив одно уравнение на другое, получим:

$$\frac{\chi_1 - \chi_0 \frac{D_0}{D_1}}{\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2}} = \frac{F}{F'} \frac{m_2}{m_1},$$

откуда

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \left(\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} \right) \frac{F}{F'} \frac{m_2}{m_1}. \quad (7)$$

Из этой формулы видно, что при относительном способе определения χ непосредственному измерению подлежат силы притяжения F и F' , действующие на измеряемый и нормальный образцы, и их массы m_2 и m_1 . Напряженность же поля H и его градиент $\frac{dH}{dr}$ могут оставаться совершенно неизвестными.

Для получения неоднородного магнитного поля обычно пользуются электромагнитом с конусообразными полюсными наконечниками $N-S$, как показано на рис. 1. Если ось полюсных наконечников AB направлена горизонтально, то из условий симметрии вытекает, что наибольшие изменения величины H в вертикальном направлении будут по оси CD , перпендикулярной к AB и проходящей через центр полюсных наконечников. Поэтому, если приложить уравновешивающую силу в вертикальном направлении, то точка ее приложения должна находиться на

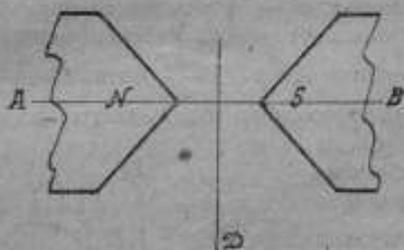


Рис. 1. Форма полюсных наконечников электромагнита для получения неоднородного магнитного поля.

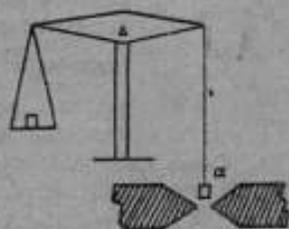


Рис. 2. Схема измерения магнитной восприимчивости по методу Фарадея при помощи рычажных весов.

оси CD . В противном случае притягиваемый образец будет испытывать дополнительную силу в направлении, перпендикулярном к оси CD .

Сила притяжения, действующая на образец, может быть уравновешена силой тяжести, силой кручения или же наконеч электромагнитной силой. В первом случае испытуемое тело a помещается на одно из коромысел весов между полюсами электромагнита (несколько выше) и сила его притяжения уравновешивается разновесами, накладываемыми на другое коромысло (рис. 2). В этом случае $F = Mg$ и $F' = M_1g$, где M и M_1 представляют собою массы разновесов при уравновешивании сил притяжения испытуемого тела и нормального и поэтому формула (7) принимает вид:

$$\chi_2 = \chi_0 \frac{D_1}{D_1} + \left(\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} \right) \frac{M}{M_1} \frac{m_0}{m_1}. \quad (8)$$

Во втором случае измеряемый образец b подвешивается к коромыслу крутильных весов (рис. 3) и помещается сбоку от междуполюсного пространства. Сила втягивания F_x уравновешивается кручением нити, которая закручивается на некоторый угол θ . Так как по условию равновесия

$$FL = W\theta,$$

где L — плечо коромысла и W — коэффициент кручения, то

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \left(\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} \right) \frac{g}{g_1} \frac{m_2}{m_1}. \quad (9)$$

К числу больших недостатков метода Фарадея, как относительного, следует отнести непостоянство величины $H \frac{dH}{dr}$ вдоль направления r . Формулы для магнитной восприимчивости (8) и (9) выведены в предположении, что произведение $H \frac{dH}{dr}$ как при уравнивании силы F , так и при уравнивании F' остается постоянным, так как испытуемый и нормальный образцы помещаются в одну и ту же точку.

В действительности же полного совпадения практически добиться невозможно, а малейшее перемещение испытуемого тела вызывает резкое изменение силы притяжения, так как произведение $H \frac{dH}{dr}$ очень быстро меняется с изменением расстояния от полюсов электромагнита. В точке O на оси полюсных наконечников (рис. 4) градиент $\frac{dH}{dr} = 0$, а следовательно и произведение $H \frac{dH}{dr} = 0$.

Рис. 3. Схема измерения магнитной восприимчивости по методу Фарадея при помощи крутильных весов.



При перемещении вверх или вниз по оси r , произведение $H \frac{dH}{dr}$ возрастает, достигает максимума, а затем переходит постепенно к нулю. Кривые зависимости $H \frac{dH}{dr}$ от r

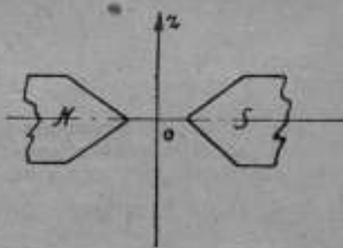


Рис. 4.

для симметрично расположенных полюсных наконечников показаны на рис. 5. Как видно, кривая возрастает очень быстро от точки O , имеет резкий максимум и затем асимптотически приближается к оси ординат. Из кривой видно, что наиболее выгодным условием для измерения χ является помещение испытуемого тела в точку, где имеется максимум величины $H \frac{dH}{dr}$, так как в обе стороны от максимума функция $H \frac{dH}{dr}$ изменяется наиболее медленно. Для увеличения области максимума, т. е. для увеличения пространства, в котором $H \frac{dH}{dr}$ остается более или менее постоянным, Кюри [6] предложил изготавливать полюса несколько наклонными друг к другу, как показано на рис. 6. Кривая зависимости произведения $H \frac{dH}{dr}$ от r для этого случая показана на рис. 7, который ясно иллюстрирует расширение области максимума.

До последнего времени единственным способом получения постоян-

ства величины $H \frac{dH}{dr}$ на некотором участке было помещение образца в точку максимума $H \frac{dH}{dr}$, нахождение которого требует предварительного эксперимента.

В 1930 г. Ферей (Fereday) дал теоретическое, а в последующие годы экспериментальное решение вопроса о получении магнитного поля между полюсами электромагнита с постоянной величиной произведения $H \frac{dH}{dr}$ [15, 16 и 17]. Так как этот вопрос в практике измерений магнитной восприимчивости является одним из наиболее важных, и от правильности его решения зависит вся точность измерений, то представляется интересным разобрать несколько подробнее метод его решения, данный Фереем.

При решении теоретического вопроса Ферей сделал предположение, что полюса электромагнита представляют собой эквипотенциальные поверхности. Таким образом, для получения искомого поля необходимо найти форму эквипотенциальных его поверхностей, которые будут одинаковы с формой полюсных поверхностей. Положим, что магнитное поле между полюсами симметрично относительно оси полюсных поверхностей. Примем за начало координат точку, лежащую на этой оси и на равных расстояниях от полюсных поверхностей. Пусть потенциал в этой точке равен U_0 , тогда потенциал в какой-либо другой точке, находящейся на расстоянии r от начала координат, выразится, вследствие симметрии поля, следующим рядом:

$$U = U_0 + A_1 r P_1(\cos \theta) + A_2 r^2 P_2(\cos \theta) + \dots,$$

где A_1, A_2, \dots — постоянные коэффициенты; P_1, P_2, \dots — коэффициенты Лежандра и θ — угол между радиусом вектором r и осью симметрии. Для точек, лежащих на оси симметрии, потенциал

$$U = U_0 + A_1 r + A_2 r^2 + \dots,$$

а напряженность поля H в какой-либо точке на оси будет равна:

$$H = A_1 + 2A_2 r + 3A_3 r^2 + \dots,$$

или

$$H = H_0 + 2A_2 r + 3A_3 r^2 + \dots,$$

где H_0 — напряженность поля в начале координат.

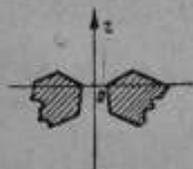


Рис. 6. Схема наклонных полюсных наконечников электромагнита.

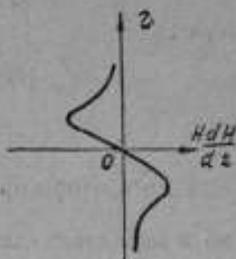


Рис. 5. Распределение функции $H \frac{dH}{dr}$

между полюсами электромагнита по линии, перпендикулярной к оси полюсов.

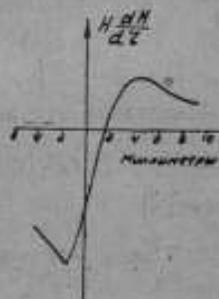


Рис. 7. Распределение функции $H \frac{dH}{dr}$ между наклонными полюсами электромагнита.

Составим выражение для квадрата величины H :

$$H^2 = H_0^2 + 4H_0A_2r + (6H_0A_3 + 4A_2^2)r^2 + (8H_0A_4 + 12A_2A_3)r^3 + \dots$$

Откуда:

$$\frac{d}{dr}(H^2) = 4H_0A_2 + 2(6H_0A_3 + 4A_2^2)r + 3(8H_0A_4 + 12A_2A_3)r^2 + \dots$$

Для того, чтобы произведение $H \frac{dH}{dr}$ оставалось постоянным, необходимо в выражении для $\frac{d}{dr}(H^2)$ все члены, за исключением первого, приравнять нулю, т. е.

$$6H_0A_3 + 4A_2^2 = 0$$

и

$$8H_0A_4 + 12A_2A_3 = 0.$$

Обозначив $4H_0A_2 = 2C$, где C — некоторая постоянная величина, можем из предыдущих уравнений вывести условия для коэффициентов A_2 , A_3 и A_4 . Очевидно:

$$A_2 = \frac{C}{2H_0},$$

$$A_3 = -\frac{2A_2^2}{3H_0} = -\frac{C^2}{6H_0^2},$$

$$A_4 = -\frac{3A_2}{2H_0} A_3 = -\frac{C^3}{8H_0^3}.$$

Подставив эти значения в уравнение для U , получим:

$$U = U_0 + H_0 r P_1(\cos \theta) + \frac{C}{2H_0^2} r^2 P_2(\cos \theta) - \frac{C^2}{6H_0^3} r^3 P_3(\cos \theta) + \dots$$

Откуда

$$\frac{U - U_0}{H_0} = r P_1(\cos \theta) + \frac{C}{2H_0^2} r^2 P_2(\cos \theta) - \frac{C^2}{6H_0^3} r^3 P_3(\cos \theta) + \dots$$

Эксперимент показывает, что при $H_0 = 1000$ Ое, $C = 3 \cdot 10^5$, вследствие чего ряд получается быстро сходящимся

$$\left(\frac{C}{2H_0^2} = 0,15; \quad \frac{C^2}{6H_0^3} = 0,015 \right)$$

и поэтому можно ограничиться первыми двумя членами разложения, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{U - U_0}{H_0} &= r P_1(\cos \theta) + \frac{C r^2}{2H_0^2} P_2(\cos \theta) = r \cos \theta + \\ &+ \frac{C}{4H_0^2} r^2 (3 \cos^2 \theta - 1). \end{aligned}$$

В прямоугольных координатах это выражение может быть написано в следующем виде:

$$\frac{U-U_0}{H_0} = X + \frac{C}{4H_0^2} (2x^2 - y^2). \quad (10)$$

Полученное выражение представляет собой уравнение эквипотенциальных линий в плоскости, проходящей через оси симметрии. Давая частное значение координатам точки, лежащей на оси (X, θ) , получим:

$$\frac{U-U_0}{H_0} = X + \frac{C}{2H_0^2} X^2.$$

Вводя обозначения

$$\frac{U-U_0}{H_0} = a; \quad \frac{C}{4H_0^2} = b$$

и подставляя их в предыдущие выражения, получим уравнения эквипотенциальных линий в трех различных формах:

$$a = r \cos \theta + br^2 (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (11)$$

$$a = x + b(2x^2 - y^2), \quad (11')$$

$$X + 2bX^2 = x + 2bx^2 - by^2. \quad (11'')$$

Эти уравнения определяют эквипотенциальные линии бесконечного простираения, полюсные же поверхности представляют собой ограниченные области и поэтому должны иметь дополнительные условия, которым они удовлетворяют. Одним из таких условий является равенство магнитного потока, проходящего через каждую из поверхностей.

Дифференцируя уравнение (11'), получим

$$dx + b(4xdx - 2ydy) = 0$$

Отсюда система нормальных кривых (силовых линий) должна удовлетворять дифференциальному уравнению

$$(4bx + 1) dy = -2bydx,$$

или

$$\frac{dy}{2by} + \frac{dx}{4bx+1} = 0.$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$(2b)^{-1} \log y + (4b)^{-1} \log (4bx + 1) = \text{const},$$

или

$$2 \log y + \log (4bx + 1) = \text{const},$$

и, наконец,

$$y^2 (4bx + 1) = \text{const}.$$

Таким образом, если нам дана точка x_1, y_1 на одной из эквипотенциальных поверхностей, через которую проходит силовая линия, то

на следующей поверхности силовая линия пройдет через точку x_2, y_2 , координаты которой определяются из уравнения:

$$y_1^2(4bx_1 + 1) = y_2^2(4bx_2 + 1)$$

или

$$\frac{y_1^2}{y_2^2} = \frac{4bx_2 + 1}{4bx_1 + 1} \quad (12)$$

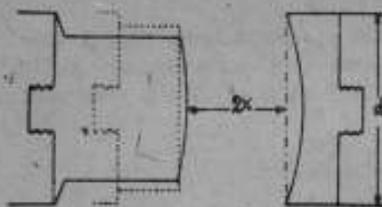


Рис. 8. Схема полюсных наконечников электромагнита по Фердею для получения магнитного поля с постоянным значением функции $H \frac{dH}{dr}$.

Отсюда вытекает, что если ширина щели междуполюсного пространства равна $2x$ и радиус большего полюса равен y , то уравнения (11') и (12) вполне определяют форму и размеры обоих полюсов при заданной величине b .

Уравнение (10) показывает, что формы полюсных поверхностей, при которых получается постоянство величины $H \frac{dH}{dx}$ в междуполюсном про-

странстве, должны быть одна выпуклой, другая вогнутой. На рис. 8, заимствованном из работы Фердея, сплошной линией показана теоретическая форма полюсов, а пунктиром — определенная экспериментально.

Расхождения между теоретической и экспериментальной кривыми объясняется существованием потока рассеяния, который при выводе не принимался во внимание.

На рис. 9 дана система кривых, показывающая зависимость функции $H \frac{dH}{dx}$ от x для данной формы полюсов, но при различных диаметрах полюсов d . Как видим, форма полюсов, найденная Фердеем, при некотором расстоянии между полюсами, действительно дает возможность получения

поля, у которого в большом промежутке между полюсами произведение $H \frac{dH}{dx}$ остается постоянным. Внешний вид электромагнита и крутильных весов, помещающихся между полюсами, показан на рис. 10 и 11,

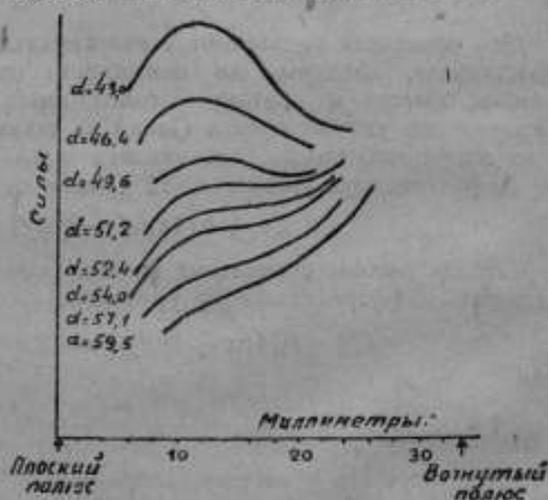


Рис. 9. Распределение функции $H \frac{dH}{dx}$ между полюсами Фердея при разных значениях диаметра вогнутого полюса.

Напряженность поля H и градиент $\frac{dH}{dx}$, которые удалось получить Ферредею при такой системе полюсов, согласно последней его работы, оказались равными:

$$H = 3500 \text{ Ое};$$

$$\frac{dH}{dx} = 0,10 H,$$

при силе тока в обмотке $I = 5 \text{ А}$, расстоянии между полюсами $2x = 34 \text{ мм}$ и диаметре полюсных наконечников $d = 43 \text{ мм}$.

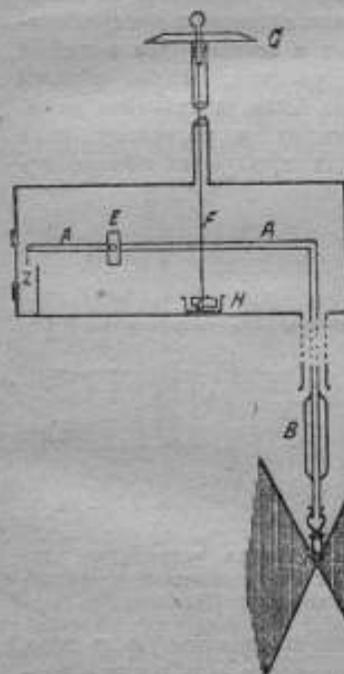


Рис. 11. Схематическое устройство крутильных весов.

На рис. 11 схематически показано типичное устройство крутильных весов, заимствованное из работы Бекманна и Цохера. Коромысло AA подвешено на металлической нити F , которая может закручиваться головкой G . На одном конце коромысла подвешена стеклянная колба B с испытуемым веществом, на другом конце — противовес E и зеркало Z для наблюдений отклонений. Для успокоения системы имеется масляный

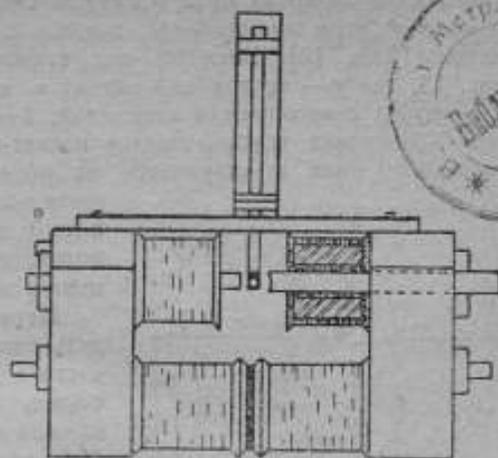


Рис. 10. Схема электромагнита с крутильными весами по Ферредею.

Методом обыкновенных весов пользовался Фарадей [1]. Метод крутильных весов был разработан Кюри [5] и в дальнейшем усовершенствован М-м Кюри и Шенево (Cheneveau) [6], почему и получил название метода Кюри и Шенево или просто „весов Кюри“. Этот метод один из наиболее распространенных в последнее время. Им пользовались, например, Флеминг и Дьюар (Fleming and Dewar) [7], для абсолютного определения восприимчивости воды; Мейер (Meier) [8], Гонда (Honda) [9], Бекманн и Цохер (Beckmann und Zocher) [10] Раман (Raman) [11] применяли этот метод для исследования магнитных свойств различных элементов при различных физических условиях.

успокоитель *H*. Все устройство для предотвращения влияний воздушных колебаний заключается в закрытый кожух.

В последнее время Грей (Gray) со своими сотрудниками разработал прибор на этом же принципе, заменив электромагнит постоянным магнитом [12 и 13]. Внешний вид такого прибора можно видеть на рис. 12, где *y* — постоянный магнит в виде кольца с узкой щелью, *l* — трубка с испытуемым веществом, *l* — нить подвеса, *h* — противовес. Успокоение осуществляется магнитным успокоителем. Изменение магнитного поля, действующего на образец, производится приближением или удалением постоянного магнита *y*, вращающегося на оси *x*, расположенной эксцентрично относительно центра магнита.

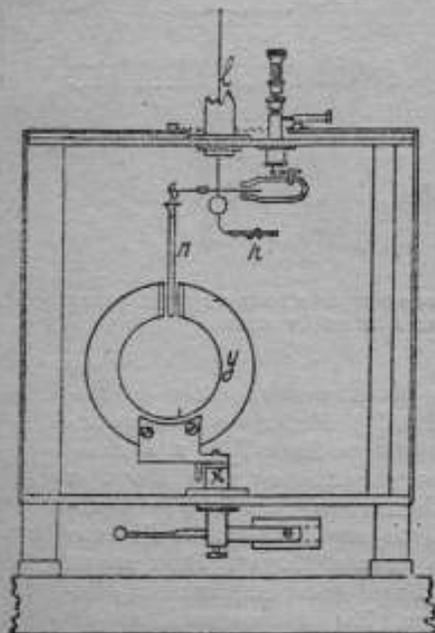


Рис. 12. Прибор Грея.

Метод Фарадея позволяет производить измерения магнитной восприимчивости твердых и жидких тел в любой форме, при условии, чтобы объемы их или массы были достаточно малы. Для внесения их в магнитное поле электромагнита пользуются обычно не-

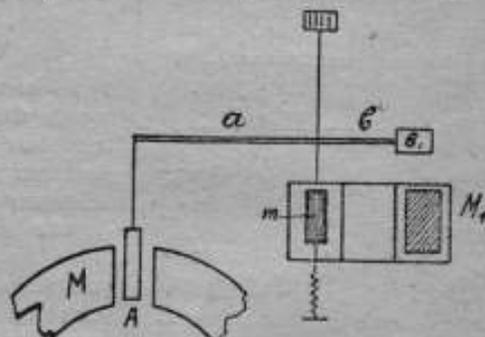


Рис. 13. Схематическое устройство крутильных весов с электромагнитным уравновешиванием по Вильсону.

большим стеклянным сосудом, в который помещают испытуемое тело, поэтому при вычислении магнитной восприимчивости необходимо вводить поправку на притяжение или отталкивание самого сосуда.

После внесения этих поправок, формулы (8) и (9) принимают вид:

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \left(\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} \right) \frac{M - M_0}{M_1 - M_0} \frac{m_2}{m_1}, \quad (13)$$

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \left(\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} \right) \frac{\theta - \theta_0}{\theta_1 - \theta_0} \frac{m_2}{m_1}, \quad (14)$$

где M_0 — масса разновесов, уравновешивающих притяжение пустого сосуда в магнитном поле, а θ_0 — угол закручивания нити при уравновешивании пустого сосуда.

Как пример уравнивания магнитной силы притяжения или отталкивания в неоднородном поле силой электромагнитного характера приведем метод, предложенный в 1921 г. Вильсоном (Wilson) и использованный им для определения магнитной восприимчивости [14].

Принципиальная схема устройства показана на рис. 13.

Образец A , подвешенный на одном из плеч коромысла электромагнита M . На другом плече помещается противовес b_1 . С коромыслом ab жестко связана рамка m , находящаяся между полюсами электромагнита M_1 . Обмотки электромагнитов соединены последовательно друг с другом, обмотка же рамки m присоединена параллельно сопротивлению r_1 , включенному последовательно в цепь электромагнитов (рис. 14).

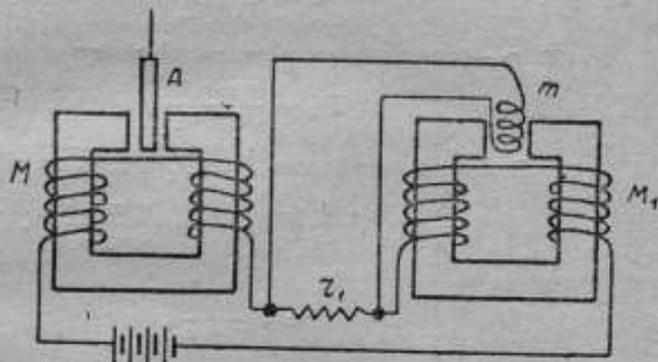


Рис. 14 Схема соединений прибора Вильсона с электромагнитным уравниванием.

На образец A действует сила F в направлении x , перпендикулярном к плоскости чертежа, выражаемая формулой:

$$F = \chi v H \frac{\partial H}{\partial x}.$$

Напряженность поля H пропорциональна силе тока I в электромагните M и некоторой функции расстояния $f(x)$, т. е.

$$H = q I f(x),$$

где q — коэффициент пропорциональности.

Поэтому

$$F = \frac{1}{2} \chi v q^2 I^2 \frac{\partial}{\partial x} f^2(x).$$

Момент этой силы будет равен

$$P = \frac{1}{2} \chi v q^2 I^2 \frac{\partial}{\partial x} f^2(x) l,$$

где l — длина плеча a .

На рамку m действует момент P_1 , равный

$$P_1 = H_1 s w l_1,$$

где s — площадь рамки, w — число витков, l_1 — сила тока в рамке и H_1 — напряженность поля между полюсами электромагнита M_1 , которая пропорциональна силе тока I . Поэтому можно написать:

$$P_1 = q_1 s w l_1 I,$$

где q_1 — коэффициент пропорциональности.

Нетрудно видеть, что ток в рамке m можно выразить как

$$I_1 = \frac{I r_1}{r_1 + r_2},$$

где r_2 — сопротивление рамки. Поэтому

$$P_1 = \frac{q_1 s w r_1 I^2}{r_1 + r_2}.$$

В момент равновесия $P = P_1$ и следовательно

$$\frac{1}{2} \chi v q^2 I^2 \frac{\partial}{\partial x} f^2(x) l = \frac{q_1 s w r_1}{r_1 + r_2} I^2,$$

откуда

$$x = \frac{C}{r_1 + r_2},$$

Рис. 15. Схема расположения испытываемого образца по методу Гуи.

где

$$C = \frac{2 q_1 s w r_1}{v q^2 l \frac{\partial}{\partial x} f^2(x)}.$$

Коэффициент C представляет величину постоянную, так как все входящие в него величины постоянны.

3. Метод Гуи

В 1887 г. Гуи [3] предложил новый метод, основанный на измерении силы, действующей на призму AB или цилиндр, один конец которого помещен в однородном поле H , а второй — в однородном поле H_0 , вследствие чего и метод получил название метода цилиндра (рис. 15).

Притяжение такого цилиндра можно рассматривать как равнодействующую притяжений каждого элементарного объема $dv = s dz$, где s — площадь сечения цилиндра, а dz — его высота. Сила, действующая на такой элементарный объем, согласно предыдущего параграфа, выражается как

$$dF = \frac{1}{2} \chi s \text{ grad } H^2 dz.$$

Составляющая в вертикальном направлении будет равна

$$dF_z = \kappa s H \frac{\partial H}{\partial z} dz,$$

или

$$dF_z = \kappa s H dH.$$

Отсюда полная сила в направлении z

$$F_z = \kappa s \int_{H_0}^H H dH = \frac{\kappa s}{2} (H^2 - H_0^2), \quad (15)$$

где H — напряженность поля между полюсами, а H_0 — напряженность поля у нижнего конца цилиндра.

Составляющая в горизонтальном направлении будет равна

$$dF_x = \frac{\kappa s}{2} H \frac{\partial H}{\partial x} dx,$$

а полная сила в направлении x

$$F_x = \frac{\kappa s}{2} \int_0^z H \frac{\partial H}{\partial x} dz, \quad (16)$$

где z — длина цилиндра.

Если ось цилиндра находится на середине между полюсами, т. е. совпадает с вертикальной осью симметрии полюсов, то $\frac{\partial H}{\partial x} = 0$ и поэтому горизонтальная сила отсутствует. При малейшем же отклонении оси цилиндра от оси симметрии появляется сила притяжения в горизонтальном направлении. При дальнейшем изложении мы будем предполагать, что ось цилиндра совпадает с осью симметрии, следовательно, кроме вертикальных сил F_z , никаких других сил не существует. Тогда из уравнения (15) получаем:

$$\kappa = \frac{2F_z}{s(H^2 - H_0^2)}.$$

Силу F_z можно уравновесить как и в методе Фарадея, или при помощи рычажных весов, помещая на одном из коромысел цилиндра с измеряемым образцом, а на другом — чашку с разновесами, или же каким-либо другим методом. В первом случае, наиболее распространенном, сила F_z выразится как произведение массы M разновесов на ускорение силы тяжести, т. е.

$$F_z = Mg,$$

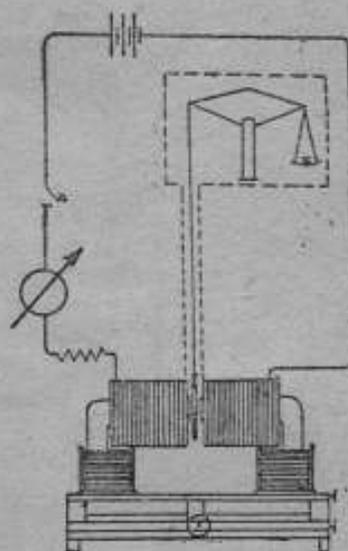


Рис. 16. Схема для измерения магнитной восприимчивости по методу Гуи

поэтому

$$\chi = \frac{2gM}{sD(H^2 - H_0^2)}, \quad (17)$$

где D — плотность испытуемого вещества.

Так как измерения производятся обычно в воздушной среде, то, аналогично выводам для метода Фарадея, необходимо ввести поправку на восприимчивость воздуха, вследствие чего предыдущая формула напишется в виде:

$$\chi = \chi_0 \frac{D_0}{D} + \frac{2gM}{sD(H^2 - H_0^2)}. \quad (17')$$

Метод Гуи, как мы видим, требует от измеряемого тела особой формы — цилиндрической или призматической, что вызывает большое затруднение при измерении восприимчивости твердых тел. Поэтому применение его ограничивается главным образом жидкими телами и растворами твердых тел в жидкости.

Жидкость или раствор наливается в стеклянную цилиндрическую трубку, длина которой берется в два раза больше длины столба жидкости, чтобы исключить влияние магнитного поля на стеклянную трубку. Действительно, помещая трубку

Рис. 17. Внешний вид установки для измерения магнитной восприимчивости по методу Гуи.

между полюсами электромагнита так, чтобы центр ее находился в центре полюсных наконечников, мы будем иметь верхний и нижний концы трубки на одинаковом расстоянии от центра электромагнита, вследствие чего действие магнитного поля будет на обе половины трубки одинаковым и противоположным по направлению. Схема установки по методу Гуи с рычажными весами и общий вид ее показаны на рис. 16 и 17, заимствованных из работы Бекманна и Цохера [10].

Как на пример измерения силы E , другим способом можно указать на метод Рао и Субраманиама (Rao and Subramaniam), которым они

пользовались в 1936 г. в работе по определению восприимчивости кристаллов свинца, олова и таллия [18]. Сила притяжения цилиндрического образца в этом случае уравнивалась электродинамической силой взаимодействия катушек. Принципиальная схема этого устройства показана на рис. 18 и 19. Стальная проволока W длиной около 25 см, натянута винтом A в горизонтальном положении между концами A и B (перпендикулярно CD) скреплялась в центре F с алюминиевой стрелкой CD длиной 35 см и шириной 5 мм (рис. 18). На одном конце этой стрелки находилась катушка C_2 с обмоткой из тонкой эмалированной проволоки, а на другом подвешивался на длинной алюминиевой палочке цилиндрический образец (рис. 19).

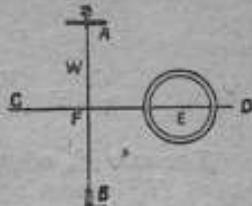


Рис. 18.

Катушка C_2 помещалась коаксиально между двумя катушками C_1 и C_3 , включенными последовательно, но навстречу друг другу, т. е. магнитное поле противоположно полю другой. Катушка C_2 точно также включалась последовательно с катушками C_1 и C_3 , но направление тока в ней можно было изменять. Схема электрического соединения показана на рис. 19. Изменяя реостатом R силу тока в катушках, можно было уравнивать магнитную силу F_z . Так как сила взаимодействия между катушками, на основании законов электродинамики, пропорциональна квадрату силы тока, то уравнение равновесия можно написать в виде:

$$\frac{1}{2} \chi_s (H^2 - H_0^2) = kI^2,$$

где k — коэффициент пропорциональности. Для нахождения коэффициента k производится уравнивание образца с известной магнитной восприимчивостью χ_0 . Тогда уравнение равновесия запишется в виде

$$\frac{1}{2} \chi_0 s (H^2 - H_0^2) = kI_0^2.$$

Откуда, разделив одно уравнение на другое, получим

$$\chi = \chi_0 \frac{I^2}{I_0^2}.$$

Метод Гуи может быть с успехом применен в качестве абсолютного, так как все величины, входящие в формулу (17) для вычисления магнитной восприимчивости, поддаются непосредственному измерению.

Дифференцируя формулу (17), мы можем найти погрешность, с какой определяется χ методом Гуи, как методом абсолютным. Считая g постоянной величиной, будем иметь:

$$\frac{d\chi}{\chi} = \frac{dM}{M} - \frac{ds}{s} - \frac{d(H^2 - H_0^2)}{H^2 - H_0^2},$$

или

$$\frac{d\chi}{\chi} = \frac{dM}{M} - \frac{ds}{s} - \frac{2H}{H^2 - H_0^2} dH + \frac{2H_0}{H^2 - H_0^2} dH_0.$$

Так как H_0 обычно составляет не более 10% величины H , то величиной H_0^2 можно пренебречь и поэтому

$$\frac{d\chi}{\chi} = \frac{dM}{M} - \frac{ds}{s} - 2 \frac{dH}{H} + 2 \frac{H_0^2}{H^2} \frac{dH_0}{H_0}.$$

Отсюда средняя квадратичная погрешность будет

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + 4 \left(\frac{H_0}{H}\right)^2 \left(\frac{\Delta H_0}{H_0}\right)^2}.$$

Если считать, что отдельные погрешности в χ , вызываемые погрешностью каждой измеряемой величины, одинаковы, т. е. считать, что

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta s}{s} = 2 \frac{\Delta H}{H} = 2 \frac{H_0^2}{H^2} \frac{\Delta H_0}{H_0} = \alpha,$$

то

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = 2\alpha.$$

Следовательно для того, чтобы определить χ с относительной погрешностью $\pm \gamma$ необходимо, чтобы погрешность $\pm \alpha$ была в два раза меньше, т. е.

$$\frac{\Delta M}{M} \leq \frac{1}{2} \gamma; \quad \frac{\Delta s}{s} \leq \frac{1}{2} \gamma; \quad \frac{\Delta H}{H} \leq \frac{1}{4} \gamma; \quad \frac{\Delta H_0}{H_0} \leq \frac{H^2}{H_0^2} \gamma.$$

Например, для того, чтобы определить χ с погрешностью до 0,1%, необходимо непосредственные измерения M , H и H_0 произвести с погрешностями:

$$\frac{\Delta M}{M} = \pm 0,05\%, \quad \frac{\Delta s}{s} = \pm 0,05\%, \quad \frac{\Delta H}{H} = \pm 0,025\% \text{ и}$$

$$\frac{\Delta H_0}{H_0} = \pm 2,5\%.$$

Во многих случаях метод Гуи применяется и как относительный. Тогда трубка наполняется жидкостью с известной магнитной восприимчивостью χ_1 и определяется сила притяжения, а затем производится такое же определение с измеряемой жидкостью, магнитная восприимчивость которой χ_2 неизвестна.

Для первого случая мы можем написать:

$$\chi_1 - \chi_0 \frac{D_0}{D_1} = \frac{2gM_1}{sD_1(H^2 - H_0^2)},$$

для второго

$$\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2} = \frac{2gM_2}{sD_2(H^2 - H_0^2)}.$$

Разделив одно уравнение на другое, получим:

$$\frac{\chi_2 - \chi_0 \frac{D_0}{D_2}}{\chi_1 - \chi_0 \frac{D_0}{D_1}} = \frac{M_2}{M_1} \frac{D_1}{D_2};$$

откуда

$$\chi_2 = \chi_0 \frac{D_0}{D_2} + \left(\chi_1 - \chi_0 \frac{D_0}{D_1} \right) \frac{M_2 D_1}{M_1 D_2}. \quad (18)$$

Метод Гуи до настоящего времени применяется в широких размерах и как абсолютный и как относительный для определения магнитной восприимчивости всевозможного рода растворов и жидкостей, ввиду большого удобства пользования им и достаточной точности измерения.

Определение магнитной восприимчивости раствора во многих случаях позволяет вычислить магнитную восприимчивость растворителя, поэтому метод Гуи может быть применен и для испытания твердых тел.

По закону Паскаля, называемому законом аддитивности, удельная магнитная восприимчивость χ какого-либо сложного соединения (химического или раствора) может быть выражена следующей формулой:

$$\chi = \frac{\sum m_i \chi_i}{\sum m_i},$$

где χ_i — удельная восприимчивость компоненты и m_i — ее масса [19 и 20]. Для многих соединений, растворов и смесей это правило оказывается применимым, для многих других отклонения от него могут быть велики. Применим его к какому-нибудь водному раствору с концентрацией C , который состоит из двух компонентов: воды и растворенного вещества. Обозначим восприимчивость воды χ_b , удельную восприимчивость вещества χ_c и массу раствора через M . Так как концентрация его C , то масса растворенного вещества будет CM , а масса воды $M(1 - C)$ и поэтому закон Паскаля напишется в виде:

$$\chi = \frac{\chi_b M(1 - C) + \chi_c MC}{M} = \chi_c C + \chi_b(1 - C), \quad (18a)$$

где χ — удельная восприимчивость раствора. Отсюда удельная восприимчивость растворенного вещества выразится

$$C\chi_c = \chi - \chi_b(1 - C).$$

Если магнитная восприимчивость χ раствора определяется методом Гуи и в качестве эталонного образца берется вода, то, заменяя в фор-

муде (18) $\chi_2 = \chi$, $\chi_1 = \chi_0$. $D_1 = 1$, $D_2 = D$, $M_2 = M$ и $M_1 = M_0$, мы можем написать ее в таком виде:

$$\chi = \chi_0 \frac{D_0}{D} + (\chi_0 - \chi_0 D_0) \frac{M}{M_0 D}.$$

Подставляя это выражение для удельной восприимчивости раствора в предыдущую формулу, получим, что удельная восприимчивость растворенного вещества χ_c из определений методом Гуи должна вычисляться по следующей формуле:

$$C\chi_c = \chi_0 \frac{D_0}{D} + (\chi_0 - \chi_0 D_0) \frac{M}{M_0 D} - \chi_0 (1 - C).$$

4. Метод Квинке

Для измерения магнитной восприимчивости жидких тел Квинке в 1885 г. предложил особый метод, основанный на измерении разности уровней в сообщающихся сосудах, один из которых помещен в однородное магнитное поле [2]. Этот метод по существу представляет собой лишь некоторое видоизменение метода Гуи, в котором измерение силы притяжения заменено измерением поднятия столбика жидкости.

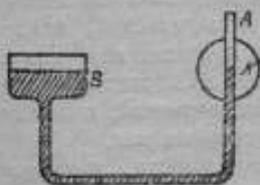


Рис. 20. Схема для измерения магнитной восприимчивости по методу Квинке.

Положим, что жидкость помещена в U-образный сосуд, один конец которого А в форме цилиндрической трубки помещен между полюсами электромагнита N в поле H (рис. 20). Второй конец В находится в рассеянном поле H_0 . Под влиянием поля H мениск в трубке А поднимается на высоту h и разность уровней жидкости делается равной h . По законам гидростатики

$$h = \frac{s}{S + s} h, \quad (19)$$

где S — поверхность мениска в сосуде В, и s — поверхность мениска в сосуде А.

Согласно вывода предыдущего параграфа, сила, действующая на мениск жидкости в сосуде С, выражается

$$F = \frac{\chi s}{2} (H^2 - H_0^2).$$

Эта сила уравновесится весом столбика жидкости высотой h , т. е.

$$shDg = \frac{\chi s}{2} (H^2 - H_0^2),$$

откуда

$$\chi = \frac{2gDh}{H^2 - H_0^2}.$$

или, принимая во внимание равенство (19),

$$\chi = \frac{2gD_0^2(S+s)}{s(H^2-H_0^2)}.$$

Для удельной восприимчивости χ соответственно получим выражение

$$\chi = \frac{2g(S+s)}{s(H^2-H_0^2)} \delta.$$

Принимая же во внимание поправку на магнитную восприимчивость воздуха, получим

$$\chi = \chi_0 \frac{D_0}{D} + \frac{2g(S+s)}{s(H^2-H_0^2)} \delta.$$

Метод Квинке, подобно методу Гуи, может быть использован и как абсолютный и как относительный. В первом случае необходимо непосредственно измерить величины: S , s , H и H_0 , во втором — измерить поднятие столба жидкостей с известной восприимчивостью χ_1 и поднятие столба с неизвестной восприимчивостью. Для каждого отдельного случая мы можем написать

$$\chi_1 = \chi_0 \frac{D_0}{D_1} + \frac{2g(S+s)}{s(H^2-H_0^2)} \delta_1,$$

$$\chi_2 = \chi_0 \frac{D_0}{D_2} + \frac{2g(S+s)}{s(H^2-H_0^2)} \delta_2.$$

Разделив каждое из этих уравнений одно на другое и решив полученное уравнение относительно χ_2 , будем иметь

$$\chi_2 = \chi_0 \frac{D_0}{D_2} + \left(\chi_1 - \chi_0 \frac{D_0}{D_1} \right) \frac{\delta_2}{\delta_1}. \quad (20)$$

Формула (20) вполне аналогична формуле (18) для метода Гуи с той только разницей, что, вместо отношения произведений массы на плотность $\frac{M_2 D_1}{M_1 D_2}$, в правой части здесь имеется отношение высот подъема столбиков жидкостей $\frac{\delta_2}{\delta_1}$.

5. Метод Деккера (Decker)

В 1926 г. Деккер предложил новый способ измерения восприимчивости жидких тел, основанный на отклонении стеклянной палочки, находящейся в исследуемой жидкости, под влиянием сильного магнитного поля. Принципиальная схема его прибора показана на рис. 21 [21].

Между полюсами электромагнита NS , имеющего воздушный промежуток 28 мм, подвешена на кварцевой нити стеклянная палочка ab , имеющая длину $l = 14,3$ мм и диаметр $d = 0,3$ мм. Эта палочка находится в стеклянном цилиндре L , в который по трубке A наливается испытуемая жидкость. Трубка B служит для выпуска этой жидкости.

Стеклопалочка находится под углом 45° к направлению поля электромагнита NS . Под влиянием этого поля она намагничивается и стремится встать по направлению поля. Момент вращения P , испытываемый палочкой, выразится как

$$P = MH \sin \alpha, \quad (21)$$

где M — магнитный момент палочки, H — напряженность поля и α — угол между палочкой и направлением поля H .

В первом приближении можно написать, что

$$M = Iv = (\chi_v - \chi_g) Hv,$$

где I — намагниченность палочки, v — объем, χ_g — ее восприимчивость и χ_v — восприимчивость жидкости. Подставив это значение M в уравнение (21), получим

$$P = v \sin \alpha (\chi_v - \chi_g) H^2,$$

или

$$P = A (\chi_v - \chi_g) H^2,$$

где

$$A = v \sin \alpha.$$

Этот момент уравновешивается моментом кручения нити, поэтому можем написать

$$A (\chi_v - \chi_g) H^2 = W\theta,$$

где θ — угол отклонения стеклянной палочки и W — коэффициент кручения. Решая это уравнение относительно χ_v , получим

$$\chi_v = \chi_g + B\theta, \quad (22)$$

где

$$B = \frac{W}{AH^2}.$$

Рис. 21. Схематическое устройство прибора Деккера для измерения магнитной восприимчивости растворов.

Для определения величины постоянного множителя B и восприимчивости χ_g находят углы отклонения палочки θ_W и θ_L , помещая ее сначала в воду, а затем в воздух, восприимчивость которых χ_W и χ_L известна. В этом случае, аналогично уравнению (22), можем написать

$$\chi_g - \chi_W = B\theta_W$$

и

$$\chi_g - \chi_L = B\theta_L.$$

Решая эти уравнения относительно x_g и B , найдем

$$x_g = \frac{x_L \theta_W - x_W \theta_L}{\theta_W - \theta_L}$$

и

$$B = \frac{x_W - x_L}{\theta_L - \theta_W}.$$

Таким образом, подставляя эти значения в уравнение (22), можно выразить x_v в функции известных величин

$$x_v = \frac{x_L \theta_W - x_W \theta_L}{\theta_W - \theta_L} + \frac{x_W + x_L}{\theta_L - \theta_W} \theta.$$

Для удельной восприимчивости χ это выражение примет вид

$$\chi_v = \frac{\chi_L \frac{D_L}{D_v} \theta_W - \chi_W \frac{D_W}{D_v} \theta_L}{\theta_W - \theta_L} + \frac{\chi_W \frac{D_W}{D_v} - \chi_L \frac{D_L}{D_v}}{\theta_L - \theta_W} \theta.$$

Кроме Деккера его методом пользовался Икермайер (Ickemeyer) [22] в своих исследованиях по магнитной восприимчивости щелочных элементов и галлоидов.

Часть 2

УСТАНОВЛЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПАРАМАГНИТНЫХ ТЕЛ

1. Цель и задачи работы

Рассмотрение методов измерения магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел показывает, что основными из них являются методы относительные, требующие нормального образца с известной магнитной восприимчивостью. Таким общепризнанным образцом до настоящего времени служит химически чистая вода, магнитная восприимчивость которой определялась, начиная с Фарадея, в различные времена и различными методами. В табл. 2 приведены значения магнитной восприимчивости воды, полученные разными авторами, причем в предпоследней графе помещены наблюдаемые значения без учета влияния окружающей среды, т. е. воздуха, в последней же графе даны исправленные значения χ с учетом магнитной восприимчивости воздуха, принятой равной $+0,027 \cdot 10^{-6}$, при 18°C .

Просматривая эту таблицу, можем видеть, что если измерения первых лет с 1852 до 1907 г. давали разноречивые данные, то наблюдения последних лет, начиная с 1912 г. после работы Сева (Seve), дают устойчивые значения, близкие к $\chi = -0,72 \cdot 10^{-6}$, с погрешностью не более 0,3%. В настоящее время всеми исследователями принимается значение магнитной восприимчивости воды $\chi = -0,720 \cdot 10^{-6}$ при 20° , и температурный коэффициент, т. е. изменение χ при изменении температуры на 1° , $0,000049 \cdot 10^{-6}$.

Таблица 2

Результаты измерения магнитной восприимчивости воды

Год	Фамилия исследователя	Метод	Магнитная восприимчивость $\chi \cdot 10^6$		Ссылка на литературу
			без учета воздуха	с учетом воздуха	
1852	Фарадей (Faraday)	Фарадея	0,69	0,65	1
1855	Беккерель (Beckerel)	"	0,66	0,63	23
1881	Шумейстер (Schumelster)	Колебания магнита	0,55	0,62	24
1885	Квинке (Quinke)	Квинке	0,84	0,81	2
1888	Дю-Буа (Du-Bois)	Различ. методы	0,86	0,83	25
1888	Ваннер (Wanner)	Квинке	0,56	0,53	26
1892	Гейрхсен (Heinrichsen)	Фарадея	0,75	0,72	27
1895	Кюри (Curie)	"	0,82	0,79	6
1896	Тоунсенд (Townsend)	Индукцион.	0,74	0,71	28
1898	Флеминг и Дюар (Fleming and Dewar)	Фарадея	—	0,74	7
1899	Егер и Мейер (Jäger & Meyer)	Гун	0,67	0,64	29
1901	Кёнигсбергер (Königsberger)	Фарадея	0,81	0,78	30
1902	Пиэгесси (Piagessi)	Квинке	0,78	0,75	31
1903	Стирнс (Stearns)	Гун	0,733	0,706	32
1905	Уильс (Wills)	"	0,722	0,695	33
1905	Скарпа (Scarpa)	"	0,80	0,77	34
1907	Леманн (Lemann)	"	0,733	0,706	35
1912	Сев (Seve)	Квинке	0,746	0,720	36
1913	де Гаас и Дранье (de Haas und Drapier)	"	0,747	0,721	37
1913	Вейсс и Пиккар (Weiss & Piccard)	"	0,746	0,719	38
1914	Хейс (Hayes)	Фарадея	—	0,726	39
1933	Ауэр (Auer)	Квинке	—	0,72183	40

Вода, являясь наиболее удобным образцом в смысле постоянства химического состава и получения ее в чистом виде, не может быть одинаково применимой для измерения всех парамагнитных тел. Магнитная восприимчивость воды имеет, как мы видели, значение $7,2 \cdot 10^{-7}$, и поэтому измерения относительным методом, по сравнению с водой, должны ограничиваться телами, имеющими восприимчивость по абсолютной величине того же порядка или несколько выше.

При определении восприимчивости, превышающей восприимчивость воды в 100 раз и более, измерения становятся ненадежными или же требуют особой осторожности, усложняющей как конструкцию прибора, так и процесс измерения. Поэтому становится необходимым установление нормальных образцов, которые обладали бы восприимчивостью по абсолютной величине порядка около $100 \cdot 10^{-6}$. Потребность в такого рода образцах особенно резко стала ощущаться, когда начались исследования магнитных свойств горных пород для целей геологоразведки

и измерения магнитной восприимчивости промышленных цветных металлов. Горные породы и минералы, благодаря присутствию в них ферромагнитных соединений железа, обладают магнитной восприимчивостью, величина которой колеблется в очень широких пределах — от 10^{-6} и до 10^{-1} . Точно так же некоторые сорта промышленной латуни и бронзы, вследствие присутствия в них ничтожных примесей железа, имеют магнитную восприимчивость порядка 10^{-4} и выше. Измерения восприимчивости такого рода материалов необходимо производить путем сравнения с образцами, имеющими восприимчивость того же порядка. И многие исследователи, пользуясь методами Фарадея, применяли в качестве нормальных образцов химические соединения, у которых магнитная восприимчивость значительно выше, чем у воды. Так, например, Кенигсбергер [41] в своих работах по определению магнитной восприимчивости горных пород пользовался хлористым железом (FeCl_2), имеющим $\chi = 50 \cdot 10^{-6}$. Вейсс и его сотрудники в своих работах принимали в качестве нормального образца пиррофосфорнокислый марганец, $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$, имеющий восприимчивость того же порядка, $\chi = 103 \cdot 10^{-6}$ [45]. Хлористое же железо одно время было принято как нормальный образец в магнитной лаборатории ЦНИГРИ для измерения восприимчивости горных пород. Им же пользовался Н. И. Спиридович в своей работе по исследованию магнитных свойств латуни [43].

Однако до сих пор ни одна лаборатория и ни один исследователь не поднимали вопроса об установлении нормальных образцов магнитной восприимчивости, подобных воде, с тем, чтобы произвести определения магнитной восприимчивости этих образцов каким-либо образом и дать соответствующую спецификацию для пользования ими в качестве нормальных образцов.

Такого рода задача была поставлена магнитной лабораторией ВНИИМ, и настоящая работа дает первые результаты исследований в этой области.

2. Выбор материала для нормальных образцов

Основное условие, которому должен удовлетворять нормальный образец, является постоянство магнитной восприимчивости. Это условие может быть выполнено только при устойчивости химического соединения и его однородности. Из всех химических соединений наибольшими парамагнитными свойствами обладают соединения железа, никеля, кобальта, марганца, хрома и некоторых редких земель. В табл. 3 приведены значения χ для большинства химически чистых соединений, у которых χ больше $20 \cdot 10^{-6}$.

Из всего этого списка первоначально в качестве нормальных образцов мы выбрали соединение марганца, а именно хлористый марганец (MnCl_2), как наиболее химически устойчивый и легко доступный. Магнитная восприимчивость этого соединения определялась несколько раз различными исследователями и результаты этих определений расходятся между собой более чем на 50%. В табл. 4 приведены значения χ для

Магнитная восприимчивость неорганических соединений, у которых χ больше $20 \cdot 10^{-6}$

Соединение	$\chi \cdot 10^6$	Соединение	$\chi \cdot 10^6$	Соединение	$\chi \cdot 10^6$
MnO	75,9	HoCl ₂	172	CoBr ₂	48,8
MnO ₂	38,0	Ho(NO ₃)	23	CoJ ₂	32
Mn ₂ O ₃	69,0	ErO ₂	189	CoSO ₄	62,2
Mn ₂ O ₄	55,8	ErCl ₂	114	NiO	53,7
Mn(OH) ₂	49	Fe ₂ O ₃	20,6	Ni(OH) ₂	48,3
MnF ₂	155	FeCl ₂	101,2	NiF ₂	44
MnCl ₂	107	FeCl ₂ ·4H ₂ O	69,1	NiCl ₂	44,7
MnBr ₂	68	FeCl ₃	86,2	NiSO ₄	27
MnJ ₂	47	FeBr ₂	48	CrO ₃	25,5
MnSO ₄	88,5	FeSO ₄	67,4	Cr ₂ O ₃ ·4H ₂ O	41,1
MnS	44	FeSO ₄ ·7H ₂ O	41,5	Cr(OH) ₂	48,5
MnPO ₄	69	Fe ₂ (SO ₄) ₃	57,2	CrCl ₃	84
Mn ₂ P ₂ O ₇	103	Fe(NO ₃) ₂ ·6H ₂ O	31,3	CrCl ₂	44,3
Nd ₂ O ₃	30,3	CoO	74,5	CrS	28,4
Gd ₂ O ₃	130,1	Co ₂ O ₃	34,3	Cr ₂ OCl ₄	46
GdCl ₃	91	Co ₂ O ₄	39,43	Cr ₂ S ₃	28,4
Dy ₂ O ₃	229	CoF ₂	103	Cr ₂ S ₄	33,3
Ho ₂ O ₃	243	CoCl ₂	90,5	Cr ₂ (SO ₄) ₃	66

MnCl₂ с указанием имен исследователей, производивших эти измерения. Эти данные показывают, что воспользоваться имеющимися результатами измерения для установления нормальных образцов совершенно невозможно. Наблюдаемые расхождения можно объяснить двумя причинами: методикой измерения и загрязненностью химического соединения какими-либо примесями. Поэтому при установлении нормальных образцов необходимо произвести собственные измерения магнитной восприимчивости имеющихся соединений и в дальнейшем пользоваться в качестве нормальных образцов только теми соединениями, у которых магнитная восприимчивость измерена непосредственно.

Таблица 4

Значение магнитной восприимчивости MnCl₂ по данным различных исследователей

Год	Фамилия исследователя	Магнитная восприимчивость $\chi \cdot 10^6$	Ссылка на литературу
1888	Квинке (Quinke)	122	2
1899	Егер и Мейер (Jäger und Meyer)	127	29
1900	Либкнехт (Libknecht)	122	46
1921	Теодорис (Theodoris)	110	44
1914	Ишивара (Ishiwara)	107	47

Хлористый марганец ($MnCl_2$), подвергнутый исследованию в отношении магнитных свойств, был приобретен в Гослаборснабжении, как химически чистый продукт и химическому анализу не подвергался.

3. Метод измерения

Измерения магнитной восприимчивости производились относительно методом Гуи на специально построенном лабораторией приборе, состоящем из электромагнита с установленными на нем рычажными весами. В качестве нормального образца служила дистиллированная вода, магнитная восприимчивость которой принималась равной $-0,720 \cdot 10^{-6}$.

Электромагнит, изготовленный заводом „Эталон“ по чертежам лаборатории, имел форму, показанную на рис. 22 и 23, где AA — цилиндрические сердечники из мягкого железа диаметром 80 мм и длиной 235 см, замкнутые железным бруском B призматической формы, CC — намагничивающие катушки и DD — цилиндрические полюсные наконечники с усеченным конусом на конце. Эти наконечники вставлены в кубические железные болванки EE , которые в свою очередь установлены на сердечниках AA . Расстояние между полюсными наконечниками может изменяться от нуля до 40 мм при помощи винтов F и F' . Диаметр полюсных наконечников в усеченном основании равен 60 мм.

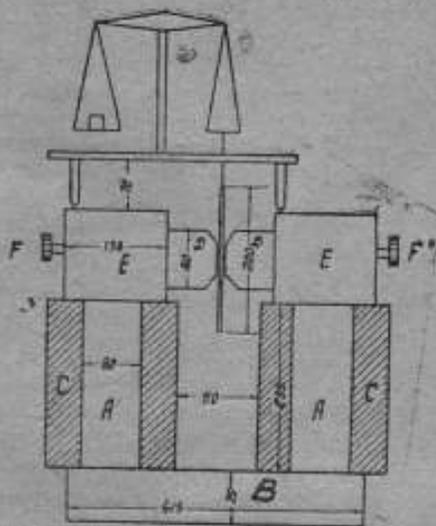


Рис. 22. Схема установки магнитной лаборатории ВНИИМ для измерения магнитной восприимчивости по методу Гуи.

Рычажные весы представляют собой обычные весы большой чувствительности, позволяющие производить взвешивание масс до 10 г с точностью до 0,1 мг. Эти весы устанавливались непосредственно на электромагнит так, что одна из чашек приходилась над междуполюсным пространством электромагнита. К этой чашке подвешивалась стеклянная трубка длиной 20 см и диаметром 10 мм так, чтобы середина ее приходилась на центр междуполюсного пространства.

Раствор испытуемого вещества наливался в трубку до половины ее, где имелась специальная риска.

Мы знаем, что метод Гуи требует однородности магнитного поля в междуполюсном пространстве и его постоянства. Однородность поля должна обеспечиваться достаточной величиной площади полюсных наконечников, а постоянство его — насыщением материала.

Для выяснения степени однородности поля и насыщения полюсных наконечников, были произведены измерения напряженности поля в цен-

тральной части междуполюсного пространства, при помощи измерительных катушек различных диаметров, баллистическим методом, при различной силе тока в обмотке. Результаты этих измерений приведены в табл. 5.

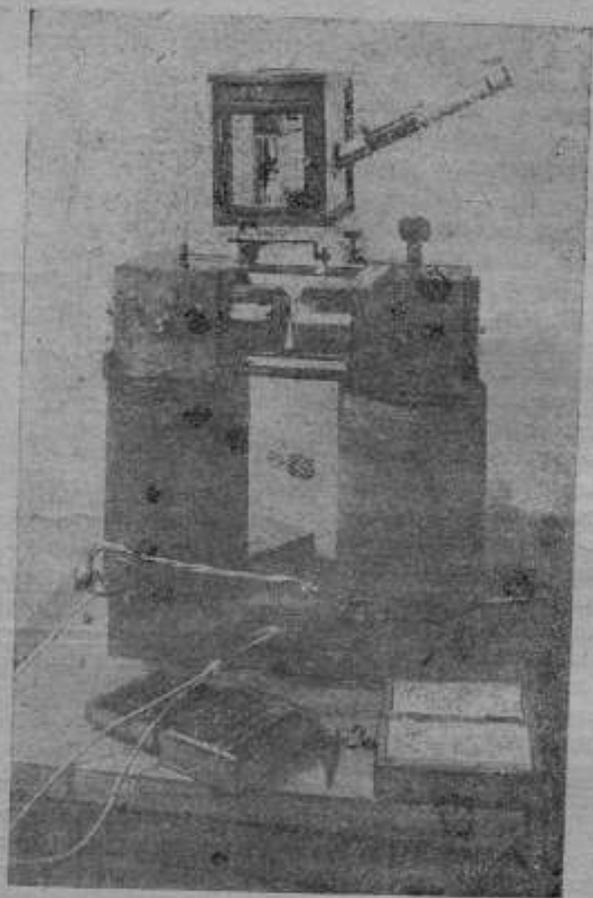


Рис. 23. Внешний вид установки магнитной лаборатории ВНИИМ для измерения магнитной восприимчивости по методу Гун.

В табл. 6 помещены значения магнитной индукции в полюсном наконечнике в зависимости от силы тока в обмотке электромагнита.

Данные этой таблицы показывают, что начиная с 15 А наступает замедление роста индукции и, хотя насыщения нет, но изменения индукции и напряженности поля в области от 15 до 20 А становятся незначительными. Чтобы убедиться, какую ошибку может внести коле-

Таблица 5

Напряженности поля между полюсами электромагнита при различной силе тока в обмотке, при разных диаметрах измерительной катушки и при расстоянии между полюсами 12 мм

Измерительная катушка $d = 22,9$ мм		Измерительная катушка $d = 17,8$ мм		Измерительная катушка $d = 7,9$ мм	
I в амперах	H в эрстедах	I в амперах	H в эрстедах	I в амперах	H в эрстедах
5	5490	5	5670	5	5720
10	9510	10	9720	10	9900
15	11120	15	11350	15	11580
20	12050	20	12390	20	12540

Таблица 6

Зависимость магнитной индукции в полюсных наконечниках от силы тока в обмотке при расстоянии между полюсами 12 мм

I в амперах	2	3	4	6	8	10	12	14	16	18	20
B в гауссах	2810	3400	4570	6690	8410	9760	10570	11150	11600	11420	12290

бание силы тока во время измерений, необходимо обратиться к формуле, определяющей магнитную восприимчивость по методу Гуи:

$$\chi = \frac{2gm}{(H^2 - H_0^2) sD}, \quad (23)$$

где m — масса гирь, уравновешивающих притяжение трубки полем H , g — ускорение силы тяжести, s — площадь сечений трубки в квадратных сантиметрах, D — плотность раствора, H_0 — напряженность поля на конце трубки.

Дифференцируя эту формулу и считая H_0^2 очень малым по сравнению с H^2 , будем иметь

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = -\frac{2\Delta H}{H} \quad (24)$$

или

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = -\frac{2}{H} \frac{\Delta H}{\Delta I} \Delta I.$$

Из табл. 6 получаем значение $\frac{\Delta H}{\Delta I} = 200 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$ и, следовательно, при

$$H = 12000 \text{ Ое}$$

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = -\frac{400}{12000} \Delta I = -\frac{1}{30} \Delta I, \text{ или в процентах } -3,3 \Delta I.$$

Следовательно, колебания тока в один ампер дадут погрешность в измерении χ не более 3,3%. В действительности колебания тока путем регулировки можно сделать не более 0,1 А, что даст погрешность в измерении, не превышающую 0,3%.

Для выяснения влияния степени однородности поля в междуполюсном пространстве, проанализируем ту же самую формулу (24) для относительной погрешности, написав ее в следующем виде:

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = -\frac{2}{H} \frac{\Delta H}{\Delta l} \Delta l,$$

где $\frac{\Delta H}{\Delta l}$ — изменение напряженности поля при перемещении трубки на 1 мм, а Δl — перемещение трубки, вызванное погрешностью установки в междуполюсном пространстве, выраженное в миллиметрах.

Из таблицы 5 для $H = 12540$ Ое имеем

$$\frac{\Delta H}{\Delta l} \approx 45 \frac{\text{Ое}}{\text{мм}},$$

откуда

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = -\frac{90}{12500} \Delta l = -\frac{1}{140} \Delta l.$$

Установка трубки в одном и том же положении производилась путем приведения коромысла весов на одно и то же деление шкалы с погрешностью не более 0,5 мм.

Таким образом, считая $\Delta l = \pm 0,5$, будем иметь

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \pm \frac{1}{280}, \text{ или } \pm 0,35\%.$$

4. Абсолютные определения магнитной восприимчивости воды

Для проверки описанного метода предварительно были произведены абсолютные определения магнитной восприимчивости воды тем же способом Гуи.

Измерения производились при силе тока в обмотке электромагнита, равной 20 А, что соответствовало напряженности поля $H = 12540$ Ое, так как трубка, в которую наливалась вода, имела внутренний диаметр около 7 мм, и напряженность поля необходимо было принимать ту, которая получилась при измерении катушкой диаметром 7,9 мм.

Площадь сечения s определялась из измерений веса воды делением его на длину столбика воды в трубке и оказалась равной $s = 0,360$ см².

Измерения напряженности поля H_0 на конце трубки показали, что величина ее не превышает 1000 Ое, почему при вычислении ею можно пренебречь.

Измерения силы притяжения на микровесах в разное время дали следующие результаты:

Таблица 2

Время измерения	Притяжение воды, в граммах
22/XI 1937 г.	-0,02007
1/XII 1937 г.	-0,02022
4/XII 1937 г.	-0,01992
Среднее	$m = (-0,02010 \pm 0,00012)$

Подставляя приведенные выше значения для H , s и m в формулу (23) и считая $g = 981$, получим

$$\chi = -\frac{20,02010 \cdot 981}{(12,54)^2 \cdot 10^6 \cdot 0,360} = -0,700 \cdot 10^{-6}$$

Величина погрешности при таком определении вычисляется по формуле:

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2}$$

где, согласно предыдущим данным, $\Delta m = \pm 0,00012$; $\frac{\Delta H}{H}$ можно принять равной $\pm 0,01$ и $\frac{\Delta s}{s} = 0,01$. Тогда

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \pm \sqrt{(0,006)^2 + 4 \cdot (0,01)^2 + (0,01)^2} = \pm 0,023,$$

откуда

$$\Delta\chi = \pm 0,70 \cdot 0,023 = \pm 0,016.$$

Как видим, магнитная восприимчивость воды, определенная нами абсолютным методом Гуи, в пределах погрешности, очень близко совпадает с общепринятой величиной $-0,720 \cdot 10^{-6}$. Это показывает, что методика измерения вполне правильна и может быть применена для измерений χ пара- и диамагнитных тел, не только относительно, но и абсолютным методом.

5. Определение магнитной восприимчивости $MnCl_2$

Определение магнитной восприимчивости $MnCl_2$ производилось относительным методом по сравнению с магнитной восприимчивостью воды, принятой равной $-0,720 \cdot 10^{-6}$. Наблюдения производились над растворами различной концентрации.

Согласно исследований Паскаля, магнитная восприимчивость для многих химических соединений и растворов является аддитивным свойством и потому может быть вычислена из магнитной восприимчивости компонентов. В данном случае компонентами являются вода и растворенное вещество, поэтому, согласно формулы (18а):

$$\chi = \chi_c C - \chi_b (1 - C), \quad (25)$$

где через χ обозначена удельная магнитная восприимчивость раствора, через χ_c — восприимчивость растворенного вещества, через χ_b — восприимчивость воды, и через C — концентрация раствора по весу. В формуле (25) восприимчивость воды χ_b принята отрицательной.

$$\chi_c = \frac{\chi + \chi_b (1 - C)}{C} = \frac{\chi + \chi_b}{C} - \chi_b. \quad (26)$$

Таким образом результат определения магнитной восприимчивости зависит не только от непосредственно измеряемой величины силы притяжения раствора, но также от плотности раствора и его концентрации и степени однородности магнитного поля.

Для того, чтобы видеть, насколько влияет ошибка в измерении той или иной из указанных величин на точность результата, рассмотрим этот вопрос с теоретической стороны.

Магнитная восприимчивость раствора χ , определяемая методом Гуи, вычисляется, как мы знаем, по формуле

$$\chi = \chi_b D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^3}{H_p^3}, \quad (27)$$

где D — плотность раствора, M_p — сила притяжения раствора, M_0 — сила притяжения воды, H_0 — напряженность поля при взвешивании воды, H_p — напряженность поля при взвешивании раствора.

В случае полной однородности поля $H_0 = H_p$ мы имеем бы:

$$\chi = \chi_b D \frac{M_p}{M_0}.$$

Подставляя величину χ из уравнения (27) в уравнение (26), получим

$$\chi_c = \frac{\chi_b D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^3}{H_p^3} + \chi_b}{C} - \chi_b$$

или

$$\chi_c + \chi_b = \left(D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^3}{H_p^3} + 1 \right) \frac{\chi_b}{C}.$$

Так как χ_b мало по сравнению с χ_c , то с достаточным приближением можем написать

$$\chi_c = \left(D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^3}{H_p^3} + 1 \right) \frac{\chi_b}{C}.$$

Дифференцируя эту формулу, получим, считая $\chi_0 = \text{const}$,

$$\frac{\Delta\chi_c}{\chi_c} = -\frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta\left(D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^2}{H_p^2}\right)}{D \frac{M_p}{M_0} \frac{H_0^2}{H_p^2} + 1}.$$

Без большой погрешности единицей в знаменателе мы можем пренебречь. В таком случае

$$\frac{\Delta\chi_c}{\chi_c} = -\frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta M_p}{M_p} - \frac{\Delta M_0}{M_0} + \frac{2\Delta H_0}{H_0} - \frac{2\Delta H_p}{H_p}. \quad (28)$$

Абсолютная величина погрешности в измерении M_p и M_0 одинакова, точно также одинаковы величины отклонений от однородности магнитного поля H_0 и H_p , поэтому, переходя от дифференциальной формулы (28) к формуле для средней квадратичной погрешности, мы будем иметь

$$\frac{\Delta\chi_c}{\chi_c} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 + 8\left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2}. \quad (29)$$

Это соотношение показывает, что для определения магнитной восприимчивости χ_0 с относительной погрешностью $\pm \gamma$, необходимо, чтобы относительные погрешности измерений C , D и M , а также относительная степень однородности поля $\frac{\Delta H}{H}$ удовлетворяли неравенству

$$\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 + 8\left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 \leq \gamma,$$

а каждая погрешность в отдельности — неравенствам

$$\left(\frac{\Delta C}{C}\right) \leq \left(\frac{\gamma}{2}\right), \left(\frac{\Delta D}{D}\right) \leq \left(\frac{\gamma}{2}\right), \left(\frac{\Delta M}{M}\right) \leq \left(\frac{\gamma}{\sqrt{2}}\right), \left(\frac{\Delta H}{H}\right) \leq \left(\frac{\gamma}{\sqrt{11}}\right).$$

Например, если ограничиться точностью определения в 1%, то концентрация и плотность должны быть определены с точностью до 0,5%, взвешивание — до 0,44% и степень однородности поля должна быть до 0,33%.

Определение плотности и взвешивание с достаточной точностью не представляют никаких затруднений, поэтому, если закон аддитивности справедлив, наблюдаемые расхождения в определении χ_c должны быть отнесены либо за счет определения концентрации, либо за счет однородности магнитного поля между полюсами.

Для решения этого вопроса были проделаны следующие измерения. Раствор хлористого марганца, приготовляемый в четырех различных концентрациях (от 3 до 6%) был подвергнут многократному измерению в отношении притяжения его однородным полем по методу Гуи. После каждого измерения пробка наполнялась новой порцией раствора и помещалась между полюсами электромагнита примерно в одно и то же место. Концентрация всех растворов была определена химическим путем в химической лаборатории ВНИИМ и в химической лаборатории Гидрографического института, при этом были получены результаты, приводимые в табл. 8.

Таблица 8

Раствор	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4
	Концентрация C , в процентах			
Из определений ВНИИМ	3,15	4,50	5,75	6,39
Из определений Гидрограф. института	3,23	4,62	5,70	6,45

Результаты непосредственных измерений силы притяжения воды и растворов помещены в табл. 9, а результаты вычислений χ_c , исходя из средних величин M и C , даны в табл. 10.

Таблица 9

Измерения	M , в граммах				Вода
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	
1	0,0570	0,0878	0,1192	0,1323	0,01401
2	0,0585	0,0880	0,1194	0,1302	0,01380
3	0,0594	0,0873	0,1180	0,1338	0,01371
4	0,0581	0,0892	0,1194	0,1327	0,01397
5	0,0587	0,0879	0,1181	0,1312	0,01412
6	0,0578	0,0907	0,1187	0,1311	
7	0,0582	0,0889	0,1201	0,1312	
8	0,0572	0,0855	0,1192	0,1316	
9	0,0574	0,0871	0,1191	0,1352	
10	0,0573	0,0859	0,1176	0,1339	
Среднее	0,05796	0,0878	0,1189	0,1324	0,01393
Сред. квадрат. погр. результ.	0,4%	0,6%	0,2%	0,3%	0,5%
Сред. квадрат. погр. одного измерения	1,2%	1,8%	0,6%	1,0%	1,0%

Таблица 10

Результаты определения магнитной восприимчивости хлористого марганца ($MnCl_2$)

Раствор	M в граммах	D в г/см ³	$\chi_c \cdot 10^6$, исходя из концентрации C по определению		
			ВНИИМ	ГИ	Среднее
№ 1	0,05796	1,0252	114	117	116
№ 2	0,0878	1,038	112	109	111
№ 3	0,1189	1,049	119	120	119
№ 4	0,1324	1,0544	114	115	114
Среднее			115	115	115
Средняя квадратичная погрешность результата, в процентах			$\pm 1,5$	± 2	$\pm 1,7$
Средняя квадратичная погрешность одного измерения, в процентах			± 3	± 4	

При вычислениях χ и χ_c восприимчивость воды принималась равной $-0,720 \cdot 10^{-6}$.

Данные табл. 8 показывают, что относительная погрешность отдельного измерения M не превышает $1-1,5\%$, причем в эту погрешность входит как ошибка взвешивания, так и ошибка, происходящая от неравномерности поля. Ошибка непосредственного измерения массы не превышает $0,1\%$, поэтому наблюдаемые расхождения в $1-1,5\%$ в силе притяжения объясняются исключительно неравномерностью поля между полюсами электромагнита. Погрешность же среднего результата в определении M , как видим, не превышает $0,6\%$.

Из табл. 7 можно заметить, что концентрации, определенные двумя лабораториями для одного и того же раствора, отличаются друг от друга в некоторых случаях на 3% . Поэтому относительную погрешность в определении концентрации надо принять порядка 2% .

Ошибка в измерении плотности, которая определялась гидростатическим взвешиванием, не превышала $0,1\%$.

Если подставить все эти значения погрешностей в определение S , D и M в формулу (29), то будем иметь для погрешности в определении χ_c следующее значение

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\chi_c}{\chi_c} &= \pm \sqrt{0,02^2 + 0,001^2 + 2(0,006)^2} = \pm \sqrt{0,000473} = \\ &= \pm 0,021 \text{ или } 2,1\%. \end{aligned}$$

Между тем магнитная восприимчивость хлористого марганца, вычисляемая из определенной магнитной восприимчивости растворов различной концентрации от (3 до $6,5\%$), как видно из табл. 10, имеет расхождения (доходящие до $\pm 4\%$), которые не могут быть объяснены ошибками измерений. В этом случае мы имеем либо несоблюдение закона аддитивности, либо же несоответствие концентрации раствора, применяющегося для определения χ с концентрацией раствора, отпущенного в химические лаборатории для определения S . Сомневаться в справедливости закона аддитивности вряд ли можно, так как в противном случае мы имели бы закономерное изменение χ_c в зависимости от концентрации. Данные табл. 10 показывают совершенно случайные изменения χ_c с изменением концентрации.

Абсолютная величина магнитной восприимчивости, измеренная методом Гуи и равная $115 \cdot 10^{-6}$, очень хорошо согласуется с данными, полученными различными авторами за последнее время. Так, например Либкнехт в 1900 г. получил величину $\chi_c = +122 \cdot 10^{-6}$, а Теодорис в 1921 г. — величину $\chi_c = +110 \cdot 10^{-6}$.

Хлористый марганец в безводном состоянии крайне неустойчив и на воздухе быстро поглощает влагу, переходя в кристаллическое состояние; в обычном состоянии он всегда имеет кристаллизационную воду, содержание которой может меняться в зависимости от внешних условий. Вследствие этого магнитная восприимчивость имеющегося в продаже хлористого марганца имеет значительно меньшую величину.

Поэтому, чтобы пользоваться хлористым марганцем как нормальным образцом магнитной восприимчивости, необходимо точно знать процентное содержание воды и вычислять χ_c по формуле (25). Так как содержание кристаллизационной воды неизвестно и не поддается точному определению, наиболее удобным является пользование хлористым марганцем в виде водного раствора, концентрация которого может быть определена путем химического анализа по содержанию хлора или марганца.

Во многих случаях на практике такой способ может вызвать большие затруднения, вследствие чего применение хлористого марганца в качестве нормального образца становится ограниченным. Поэтому решено было наряду с хлористым марганцем, очень удобным для определения восприимчивости водных растворов, установить в качестве нормального образца вещество, мало растворимое, мало гигроскопичное, и которое могло бы существовать в безводном состоянии. Таким веществом были выбраны пирофосфорно-кислый марганец $Mn_2P_2O_7$, имеющий, по данным Фуа [45], магнитную восприимчивость $\chi_c = +103 \cdot 10^{-6}$, фтористый кобальт CoF_2 , имеющий $\chi_c = +103 \cdot 10^{-6}$ по измерениям Либкнехта и Вильса (Liebknecht und Wills [46]).

6. Определение магнитной восприимчивости пирофосфорно-кислого марганца $Mn_2P_2O_7$ и фтористого кобальта CoF_2

Как было указано выше, пирофосфорно-кислый марганец был определен впервые Фуа в 1921 г., а фтористый кобальт — Либкнехтом в 1900 г., и с тех пор в литературе нет указаний на повторные определения. Ввиду отсутствия их в продаже и в химических лабораториях Ленинграда, оба эти соединения были изготовлены Институтом чистых реактивов в Москве по специальному заказу, как „чистые“ соединения, без указания возможного количества и качества примесей. Вследствие этого измеренная величина магнитной восприимчивости для данных соединений может и не соответствовать магнитной восприимчивости чистых химических соединений.

Оба эти вещества трудно растворимы в воде и потому определение магнитной восприимчивости производилось не в растворе, как это имело место для хлористого марганца, а в твердом виде по методу Гуи. Для этой цели $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 подвергались измельчению в ступке и в виде тонкого порошка насыпались в стеклянную трубку. При каждой насыпке плотность была различной и определялась как отношение массы, насыпанной в трубку, к массе воды, налитой в ту же трубку.

Так как магнитная восприимчивость обеих солей более чем в 100 раз выше восприимчивости воды, то, при взвешивании в одном и том же магнитном поле воды и соли, притяжение соли будет во столько же превышать притяжение воды. Вследствие этого при отклонении оси цилиндра от оси симметрии полюсных наконечников, поперечные силы притяжения могут быть очень значительны и могут притянуть цилиндр к полюсному наконечнику, что и наблюдалось на опыте.

Поэтому предварительно была измерена, по сравнению с водой, χ раствора хлористого марганца, у которого χ примерно в 8—10 раз больше χ воды, а затем при большем расстоянии полюсов и меньшей силе тока в электромагните измерены восприимчивость χ порошкообразного пирофосфорно-кислого марганца и фтористого кобальта по сравнению с раствором.

Магнитная восприимчивость раствора χ вычислена по формуле

$$\chi = 0,720 \cdot 10^{-6} \frac{M_p}{M_n} \quad (30)$$

Магнитная восприимчивость порошкообразного вещества вычислена по аналогичной формуле

$$\chi_c = \chi_p \frac{M_n}{M_p'}$$

а удельная восприимчивость χ_c — по формуле

$$\chi_c = \frac{\chi_c}{D} = \chi \frac{M_n}{m_n} \frac{m_n}{M_p'}, \quad (31)$$

где M_p и M_n — притяжения раствора и воды при близком расстоянии полюсов, M_n и M_p' — притяжение порошка и раствора при более удаленном расстоянии, m_n — масса воды в трубке, а m_n — масса порошка.

Результаты наблюдений помещены в табл. 11 и 12.

Таблица 11

Результаты измерения раствора

Серия наблюдений	M_p , в граммах	M_p' , в граммах
1	0,01574	0,12570
2	0,01574	0,12545
3	0,01564	0,12535
4	0,01564	0,12405
5	0,01562	0,12605
6	0,01564	0,12540
Среднее	0,01567	0,12542
Средняя квадратичная погрешность	$\pm 0,00002$ или 0,13%	$\pm 0,0003$ или 0,2%

Вычисление магнитной восприимчивости χ раствора по формуле (30) дало

$$\chi = 5,76 \cdot 10^{-9} \pm 0,017, \text{ или } 0,8\%. \quad (32)$$

Результаты вычислений удельной магнитной восприимчивости χ_c по формуле (31) на основании данных табл. 11, принимая во внимание, что $m_n = 3,580$ г, оказались следующими:

$$\begin{aligned} \text{для } \text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7, \quad \chi_c &= 66,1 \cdot 10^{-6}; \\ \text{для } \text{CoF}_2, \quad \chi_c &= 85,9 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

Погрешность, с какой получились значения χ_c , можно определить по формуле

$$\Delta\chi_c = \pm \chi_c \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_n}{M_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_p}{M_p}\right)^2},$$

в которую необходимо лишь подставить величины относительных погрешностей x , M_n и M_p из данных табл. 11 и формулы (32). Результаты показывают, что для $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$, $\Delta\chi_c = \pm 0,4$; для CoF_2 , $\Delta\chi_c = \pm 0,5$.

Таблица 12

Результаты измерения $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$ и CoF_2

№ серий	M_p' в граммах	$\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$			CoF_2		
		M_n в грам- мах	Масса m_n в грам- мах	$\frac{M_n}{m_n}$	M_n в грам- мах	Масса m_n в грам- мах	$\frac{M_n}{m_n}$
1	0,01200	—	—	—	—	—	—
2	0,01212	—	—	—	0,3980	7,805	0,05099
3	0,01220	0,1242	3,245	0,03827	0,3991	7,804	0,05144
4	0,01225	0,1208	3,097	0,03900	0,3739	7,320	0,05162
5	0,01226	0,1427	3,648	0,03912	0,3782	7,320	0,05166
6	0,01235	0,1442	3,648	0,03953	0,3793	7,418	0,05113
7	0,01240	0,1435	3,640	0,03943	0,3770	7,447	0,05062
8	0,01215	0,1435	3,640	0,03943	0,3780	7,447	0,05076
9	0,01230	0,1438	3,670	0,03919	0,3515	7,900	0,05021
10	0,01230	0,1456	3,670	0,03968	0,3515	7,000	0,05021
Среднее . .	0,01223			0,03922			0,05093
Средняя квадратич- ная погреш- ность	$\pm 0,00003$ или 0,38%			$\pm 0,00015$ или 0,38%			$\pm 0,00017$ или 0,33%

7. Контрольные определения магнитной восприимчивости

Для проверки результатов измерения магнитной восприимчивости были произведены определения χ_c как для $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$, так и для CoF_2 другими методами, хотя и менее точными, но дающими возможность судить о реальности полученных значений χ_c .

Для фтористого кобальта определение χ_c было произведено из наблюдения магнитной восприимчивости методом Гуи водного раствора CoF_2 . Ввиду малой растворимости фтористого кобальта, раствор можно было приготовить лишь слабой концентрации, которая определена была путем выпаривания определенного количества раствора в платиновом тигле. Результаты этих определений можно видеть в табл. 13.

Таблица 13

Масса платинового тигля	33,433 г
Масса тигля с раствором	51,7176 "
Масса раствора m_p	18,284 "
Масса тигля после выпаривания . .	33,578 "
Масса растворенного вещества m_n .	0,1458 "
Концентрация $\left(C \frac{m_n}{m_p} \right)$	0,00787 "

Наблюдения магнитной восприимчивости раствора методом Гуи дали следующие результаты: притяжение воды $M_n = (-0,01567 \pm 0,00002)$ г, притяжение раствора $M_p = (-0,00013 \pm 0,00006)$ г.

Отсюда магнитная восприимчивость раствора, согласно формулы (30), будет равна

$$\chi = -0,72 \cdot 10^{-6} \frac{M_p}{M_n} = -0,006 \pm 0,003.$$

Считая, что плотность концентрации применявшегося раствора мало отличается от единицы, можно положить, что $\chi = \chi_c$. Тогда на основании формулы (26) удельная магнитная восприимчивость вещества получится

$$\begin{aligned} \chi_c &= \left[\frac{\chi + 0,72 \cdot 10^{-6}}{C} - 0,72 \cdot 10^{-6} \right] = \\ &= \frac{-0,006 + 0,72 \cdot 10^{-6}}{0,00787} - 0,72 \cdot 10^{-6} = 89,9 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

Для нахождения ошибки в определении χ_c напомним формулу (26) в форме

$$\chi_c + 0,72 \cdot 10^{-6} = \frac{\chi_p + 0,72 \cdot 10^{-6}}{C}$$

и затем продифференцируем. Тогда

$$\frac{\Delta \chi_c}{\chi_c + 0,72 \cdot 10^{-6}} = \frac{\Delta \chi_p}{\chi_p + 0,72 \cdot 10^{-6}} + \frac{\Delta C}{C}.$$

Так как восприимчивость раствора χ_p мала по сравнению с восприимчивостью воды, а восприимчивость вещества наоборот велика по срав-

нению с восприимчивостью воды, то предыдущее выражение можно написать в виде

$$\frac{\Delta\chi_c}{\chi_c} = \frac{\Delta\chi_p}{0,72 \cdot 10^{-11}} + \frac{\Delta C}{C}$$

Отсюда видно, что большая относительная погрешность в определении χ (около 50%), ввиду малости самой величины χ , очень мало

влияет на ошибку в определении восприимчивости вещества. Ошибка же в определении концентрации в относительных единицах входит слагаемым в определение χ_c .

Сравнивая результат определения χ_c фтористого кобальта из наблюдений над раствором с результатами непосредственных измерений χ_c , мы видим, что разница между ними составляет более 4%. Такое расхождение надо отнести не за счет ошибки в измерении сил притяжения, а за счет ошибки в определении концентрации раствора, так как определение концентрации было произведено один раз, а взвешивание произведено с точностью до 1 мг.

Во всяком случае, определение χ_c из наблюдений над раствором показало, что магнитная восприимчивость именьшого фтористого кобальта имеет величину, значительно меньшую величины, полученной Либкнехтом и Вильсом [46].

Контрольные определения пирофосфата марганца были произведены мето-

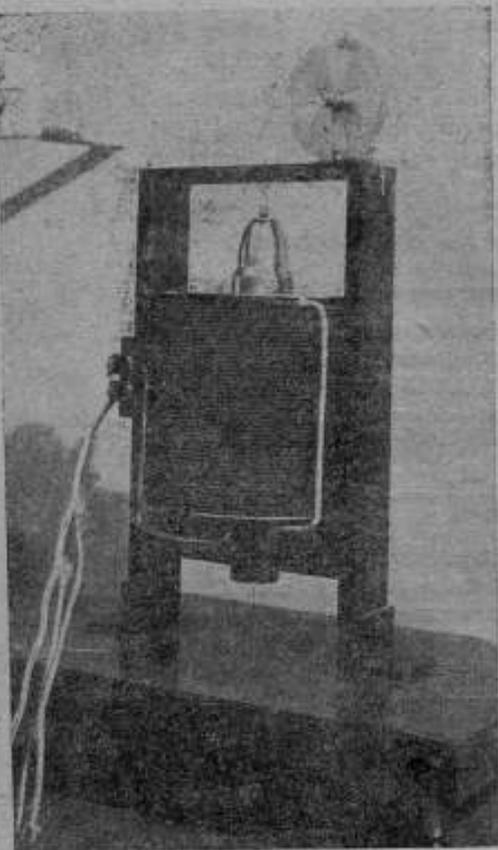


Рис. 24. Электромагнит с пружиными весами для измерения магнитной восприимчивости по методу Фарадея.

дом Фарадея на специальном приборе, изготовленном заводом „Эталон“ по чертежам лаборатории, показанном на рис. 24. Прибор представляет собой электромагнит с одним сердечником, который замыкается окружающим его железным прямоугольным ярмом. Неоднородное магнитное поле создается между сердечником и ярмом. Измерение сил при-

тяжения производится крутильными весами, в которых момент кручения создается двумя пружинками из фосфористой бронзы. Измеряемое вещество помещается в чашечку, имеющую форму полусферы диаметром 5 мм, и подвешиваемую на коромысле весов над центром сердечника. При отсутствии поля чашечка уравнивается при помощи закручивания одной из пружинок. При включении тока в электромагнит, чашечка притягивается к сердечнику, но закручиванием второй пружинки она снова приводится в первоначальное положение. Угол закручивания пружинки отсчитывается по кругу, имеющему деления через градус.

Положим, что угол закручивания при помещении в чашечку испытуемого вещества имеет величину α_1 , а угол закручивания при помещении вещества с известной восприимчивостью — α_0 , тогда восприимчивость испытуемого вещества определится по формуле

$$\chi_c = \chi_a \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \frac{m_0}{m_1}, \quad (33)$$

где m_0 — масса вещества с известной восприимчивостью, m_1 — масса испытуемого вещества.

Измерения были произведены по сравнению с раствором хлористого марганца, восприимчивость которого была определена методом Гуи и оказалась равной $\chi_a = 5,52 \cdot 10^{-6}$. Результаты наблюдений помещены в табл. 14.

Таблица 14

Серия наблюдений	1	2	3	4	5	6	8	9	10	Среднее	
Притяжение α_0 раствора $MnCl_2$	18	21	18,5	18	16	16	16	17	16	—	17,3
Притяжение α_1 $Mn_2P_2O_7$	150	152	151	155	151	151	155	155	150	165	153

Масса $MnCl_2$ оказалась равной 0,318 г, а масса $Mn_2P_2O_7$ — 0,231 г.

Из этих данных по формуле (33) получается следующее значение магнитной восприимчивости

$$\chi_c = 5,52 \cdot 10^{-6} \frac{153}{17,3} \frac{318}{231} = (66,8 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}.$$

Это значение χ_c очень хорошо согласуется со значением χ_c , полученным из наблюдений методом Гуи, и таким образом подтверждает правильность методики измерений.

Если теперь сравнить полученные результаты измерений χ_c для $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 , с результатами определений, произведенных иностранными авторами, то получим расхождения в десятки процентов. Так, по определению Фуа [45] $Mn_2P_2O_7$ имеет $\chi_c = 103 \cdot 10^{-6}$, а по определению Либкнехта — CoF_2 — $\chi_c = 103 \cdot 10^{-6}$. Такие значительные расхожде-

низ, по всей вероятности, объясняются различием в химическом составе испытанных образцов.

Выше было указано, что испытанные нами соединения были изготовлены Институтом чистых реактивов как „чистые“ и поэтому нет никакой гарантии, что они не содержат примесей, сильно понижающих магнитную восприимчивость вещества в целом.

Для установления их в качестве нормальных образцов магнитной восприимчивости это обстоятельство не играет роли, так как величину магнитной восприимчивости для каждой партии, получаемой от Института чистых реактивов, придется определять каждый раз отдельно, и при работе с ним, как с нормальным образцом, пользоваться значением магнитной восприимчивости, соответствующим данной партии.

8. Применение нормальных образцов магнитной восприимчивости

Измеренные нами химические соединения: хлористый марганец $MnCl_2$, пирофосфорно-кислый марганец $Mn_2P_2O_7$ и фтористый кобальт CoF_2 могут быть использованы как нормальные образцы при измерениях магнитной восприимчивости относительными методами парамагнитных тел, обладающих величиной χ_c во много раз большей восприимчивости воды. Хлористый марганец может применяться только в виде водных растворов любой концентрации C , которую необходимо предварительно определить каким-либо методом. При этом удельная магнитная восприимчивость раствора χ определяется по формуле

$$\chi = \chi_c C - 0,720 (1 - C) 10^{-6},$$

где χ_c — удельная магнитная восприимчивость хлористого марганца — имеет значение $\chi_c = 115 \cdot 10^{-6}$.

Пирофосфорно-кислый марганец и фтористый кобальт могут применяться в твердом порошкообразном состоянии, т. е. в том виде, в каком они будут получены от лаборатории ВНИИМ.

Для определения объемной магнитной восприимчивости того и другого вещества необходимо знать их плотность, которая может быть разной, в зависимости от процента заполнения данного объема данным веществом.

Образцом водного раствора хлористого марганца очень удобно пользоваться при измерениях χ водных растворов или жидкостей методом Гун или методом Деккера, образцы же $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 более удобны при измерениях методом Фарадея, где нет необходимости определять плотность вещества.

При измерениях баллистическим и магнитометрическим методами могут быть использованы в качестве нормальных образцов как водный раствор $MnCl_2$, так и порошкообразный $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 .

9. Влияние температуры на магнитную восприимчивость нормальных образцов

Все измерения магнитной восприимчивости нормальных образцов производились при температуре $t = 18^\circ C$. Поэтому возникает вопрос,

какую поправку необходимо ввести в величину восприимчивости, если температура будет не 18° , а некоторая t .

По закону Кюри—Вейса для всех парамагнитных тел в пределах изменения температуры примерно от нескольких десятков до нескольких сот градусов абсолютной шкалы, удельная восприимчивость обратно пропорциональна разности абсолютной температуры вещества T и некоторой температуры θ , постоянной для данного вещества, т. е.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}.$$

Если написать закон Кюри—Вейса для двух разных температур, 18° и t , и разделить одно уравнение на другое, то будем иметь

$$\frac{\chi_t}{\chi_{18}} = \frac{273 + 18 - \theta}{273 + t - \theta}. \quad (34)$$

Разделив числителя и знаменателя правой части на 273 и введя обозначение $\frac{1}{273} = \alpha$, получим

$$\chi_t = \chi_{18} \frac{1 + 18\alpha - \theta\alpha}{1 + \alpha t - \theta\alpha}. \quad (35)$$

Величина θ обычно мала по сравнению с T . Так, например, для $Mn_2P_2O_7$ по определению Фуа $\theta = 24^\circ$, поэтому выражение в знаменателе можно разложить в ряд и ограничиться членами второго порядка и тогда выражение (35) напишется в виде

$$\chi_t = \chi_{18} (1 + 18\alpha - \theta\alpha) [1 - \alpha t + \theta\alpha + (\alpha t)^2 + (\theta\alpha)^2 - 2t\theta\alpha^2].$$

После перемножения с точностью до членов второго порядка будем иметь

$$\chi_t = \chi_{18} \{ 1 + (18 - t) [1 + (\theta - t)\alpha] \alpha \}.$$

Если температура t отличается от 18° не более, чем на $10-15^\circ$, то членом $(\theta - t)\alpha$ можно пренебречь и в таком случае

$$\chi_t = \chi_{18} [1 + (18 - t)\alpha], \quad (36)$$

т. е. температурный коэффициент магнитной восприимчивости α при небольших изменениях температуры один и тот же и равен коэффициенту расширения идеальных газов, равному 0,00366.

По определению Фуа для $Mn_2P_2O_7$, $\theta = 24^\circ$, поэтому, если вычислить, например, восприимчивость χ_0 при $t = 0^\circ$, то по формуле (35), получим

$$\chi_0 = \chi_{18} \cdot 1,066.$$

Если вычисления произвести по приближенной формуле (36), то

$$\chi_0 = \chi_{18} \cdot 1,066,$$

т. е., то же значение.

Поэтому при использовании $MnCl_2$, $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 , в качестве нормальных образцов, поправку на температуру можно вводить, пользуясь формулой (36).

Выводы

В первой части настоящей работы дано описание большинства существующих методов измерения магнитной восприимчивости пара- и диамагнитных тел.

Во второй части приведены результаты измерения магнитной восприимчивости $MnCl_2$, $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 для установления их в качестве нормальных образцов магнитной восприимчивости.

Определение магнитной восприимчивости хлористого марганца $MnCl_2$, было произведено из наблюдений методом Гуи водных растворов определенной концентрации C . При этом удельная магнитная восприимчивость $MnCl_2$ получилась как результат вычисления по формуле

$$\chi_c = \frac{\chi + \chi_w(1 - C)}{C}, \quad (34)$$

где χ — удельная восприимчивость раствора, C — его концентрация и χ_w — восприимчивость воды, равная $-0,72 \cdot 10^{-6}$.

При измерениях выяснилось, что наибольшую ошибку в определении χ_c дает погрешность в определении концентрации раствора. Величина χ_c для хлористого марганца оказалась равной

$$\chi_c = 115 \cdot 10^{-6} \pm 1,7 \cdot 10^{-6}.$$

Измерения удельной магнитной восприимчивости $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 производились методом Гуи с образцами в порошкообразной форме.

Во всех случаях измерения велись относительным методом и за нормальный образец была принята вода с удельной восприимчивостью $\chi_w = -0,720 \cdot 10^{-6}$.

Ввиду больших значений магнитной восприимчивости $Mn_2P_2O_7$ и CoF_2 , вода оказалась неудобной в качестве нормального образца, поэтому оба эти вещества сравнивались не непосредственно с водой, а через промежуточный образец водного раствора хлористого марганца, восприимчивость которого определялась также методом Гуи по сравнению с водой.

Результаты измерений дали следующие значения удельной магнитной восприимчивости: для $Mn_2P_2O_7$, $\chi_c = 66,1 \cdot 10^{-6} \pm 0,4 \cdot 10^{-6}$; для CoF_2 , $\chi_c = 75,9 \cdot 10^{-6} \pm 0,5 \cdot 10^{-6}$.

Для проверки этих результатов были произведены измерения χ_c другим методом. Так для $Mn_2P_2O_7$ χ была измерена методом Фарадея на специально построенном электромагните с крутильными весами, показанными на рис. 24. Измерения дали значение $\chi_c = (66,8 \pm 2,5) 10^{-6}$, т. е. совпадающие, в пределах ошибок наблюдения, со значением, полученным методом Гуи.

Магнитная восприимчивость CoF_2 была определена из наблюдений водного раствора с концентрацией $C = 0,0079$ методом Гуи. Результаты вычислений по формуле (34) дали для магнитной восприимчивости величину $\chi_c = 89,9 \cdot 10^{-6}$.

Расхождение со значением χ_c , полученным из непосредственных наблюдений над порошкообразным CoF_2 , объясняется ошибкой в определении концентрации раствора. Таким образом и в этом случае, в пределах ошибок наблюдений, мы имеем то же значение восприимчивости χ_c .

Все измерения производились на специальном приборе, разработанном магнитной лабораторией и построенном заводом „Эталон“. Прибор состоял из электромагнита с установленными на нем микровесами, позволившими производить измерения с точностью $\pm 0,05$ мг.

Исследованные вещества MnCl_2 , $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$ и CoF_2 могут быть использованы в качестве нормальных образцов при относительных определениях магнитной восприимчивости парамагнитных тел. При этом MnCl_2 должен применяться в виде водного раствора определенной концентрации, а $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{O}_7$ и CoF_2 — в порошкообразном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Faraday, *Exper. Res.*, v. 3, p. 502.
2. G. Quincke. *Electrische Untersuchungen*, p. 2, „Ueber die Messung magnetischer Kräfte durch hydrostatischen Druck“, *Wied. Ann.* v. 24, S. 347—416, 1885.
3. Gouy, *Sur l'energie magnetique et la mesure des coefficients d'aimantation*. *C. R.* v. 109, p. 935, 1889.
4. Hughes. *Balance d'induction*. *Phil. Mag.* v. 8, p. 50, 5 ser., 1889.
5. P. Curie. *Annal de Chimie et de Physique*, v. 5, p. 289, 1893.
6. P. Curie et C. Cheneveau. *Sur un appareil pour la determination des constantes magnetiques*, *Journ. de Phys.* v. 2, 796, 1903.
7. J. Fleming and J. Dewar. *Proc. Roy. Soc. of London*, v. 63, p. 328, 1898.
8. S. Meyer. *Ueber die Magnetische Eigenschaften der Elemente*, *Ann. der Physik*, v. 68, S. 325, 1899.
9. K. Honda. *Die thermische Eigenschaften der Elemente*. *Ann. der Physik*, v. 32, S. 1027, 1910.
10. S. Beckmann und H. Zocher. *Ueber das magnetische Verhalten verschiedener Stoffe*. *ZS. f. Phys. Chemie*, v. 124, S. 318, 1925.
11. C. Raman. *Diamagnetism und molekular Structure*. *Proc. Phys. Soc.* v. 309, 1929.
12. F. Gray and J. Farquharson. *Improvements in the Curie—Cheneveau magnetic balance*. *Journ. of Scient. Instrum.* v. 9, p. 1, 1932.
13. F. Gray, Clow and Cruickshank. *Further improvements in the Curie—Cheneveau magnetic balance*. *Journ. of Sc. Instrum.* v. 13, p. 13, 1936.
14. E. Wilson. *On the measurement of low magnetic susceptibility by an instrument of new type*. *Proc. Roy. Soc. of London*, v. 98, p. 274, 1921.
15. E. Fereday. *A method of comparing small magnetic susceptibilities*. *Proc. of the Phys. Soc.* v. 42, p. 251, 1930.
16. E. Fereday. *An improved method for the comparison of small magnetic susceptibilities*. *Proc. of Phys. Soc.* v. 43, p. 383, 1931.

17. E. Fereday, Some measurements of magnetic susceptibilities at high temperatures. Proc. of Phys. Soc. v. 44, p. 243, 1932.
18. R. Rao and K. Subramaniam, Magnetic susceptibility of single crystals of lead, thallium and tin. Phil. Mag. v. 21, p. 609, 1936.
19. P. Pascal, Etude magnetique des combinaisons complexes. Ann. de chimie et de physique, v. 16, p. 531, 1909.
20. P. Pascal, Recherches magneto-chimiques. Ann. de Chimie et Physique, v. 19, p. 1, 1910.
21. H. Decker, Die magnetische Suszeptibilität von wässerigen Lösungen der Salze seltener Erde. Ann. der Physik, v. 79, S. 324, 1926.
22. K. Iker Meyer, Die magnetische Suszeptibilität der Alkali und Erdalkalihalogenide. Ann. der Physik, v. 1, S. 169, 1929.
23. E. Becquerel, Ann. de Chimie et Physique v. 44, S. 223, 1855.
24. D. Schumpeister, Wien. Ber. v. 83, S. 46, 1881.
25. H. Du-Bois, Suszeptibilität und Verdet'sche Constante von Flüssigkeiten, Wied. Ann. v. 35, S. 137, 1888.
26. Th. Wänner, Wien. Ber. v. 95, S. 86, 1887.
27. S. Heinrichsen, Ueber den Magnetismus organischer Verbindungen, Wied. Ann. v. 34, S. 180, 1888.
28. J. Townsend, Magnetisme de liquides, Phil. Trans. of Roy. Soc. v. 187, S. 523, 1896.
29. G. Jäger und St. Meyer, Die Magnetisierungszahl des Wassers, Ann. der Phys. v. 67, S. 709, 1899.
30. J. Königsberger, Ueber die Verwendung der Quadrantenelectrometers zur ballistischen Messung der magnetischen Feldstärke und über Suszeptibilität des Wassers, Ann. der Phys. v. 6, S. 501, 1901.
31. G. Piaggini, Phys. Z. S. v. 4, S. 347, 1903.
32. H. Stearns, The magnetic susceptibility of water. Phys. Rev. v. 16, S. 1, 1903.
33. A. Willis, The magnetic susceptibility of water. Phys. Rev., v. 20, S. 188, 1905.
34. O. Scarpa, Nuovo Cimento, 5 serie, S. 155, 1905.
35. Lennan, On the susceptibility of mixtures of salt solutions, Phys. Rev., v. 24, S. 276, 1907.
36. P. Séve, Susceptibilité magnetisme de l'eau. Ann. de Chem. et de Phys. v. 27, S. 189, 425, 1912.
37. W. De Haas und P. Drapier, Magnetische Untersuchungen Messung der absoluten Suszeptibilität des Wassers. Ann. der Phys. v. 42, S. 673, 1913.
38. P. Weiss et A. Piccard, Sur l'aimantation de l'eau et l'oxygene. C. R. v. 155, S. 1234, 1912.
39. Hayes, The magnetic susceptibility of water, Phys. Rev. v. 3, S. 295, 1914.
40. H. Auer, Die absolute magnetische susceptibilität des Wassers und ihre Temperaturabhängigkeit, Ann. der Phys. v. 18, S. 593, 1933.
41. J. Königsberger, Magnetische Suszeptibilität von Flüssigkeiten und festen Körpern. Ann. der Phys. v. 66, S. 698, 1898.
42. M. Foëx, Ann. de Physique v. 16, S. 193, 1921.
43. Н. Н. Спиридович, Магнитная восприимчивость лагуни. Труды ВИСИ, вып. 4 (20), 1933.
44. Ph. Theodoris, Arch. Sc. Phys. v. 3, S. 161, 1921.
45. M. Foëx et Brunet, Propriétés magnetiques du pyrophosphate de manganese, C. R. v. 184, S. 443, 1927.
46. O. Liebknecht und A. Willis, Moleculare Suszeptibilität paramagnetischer Salze der Eisengruppe. Ann. der Phys. v. 1, S. 178, 1900.
47. T. Ichihara, Science Rep. of the Tôhoku Imp. Univ. v. 3, S. 127, 1914.

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ИСПЫТАНИИ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЕРМЕАМЕТРАХ

Среди источников погрешностей, в той или иной мере свойственных пермеаметрам различных конструктивных форм, применяемых при испытании ферромагнитных материалов баллистическим методом, наиболее существенное значение имеют электромагнитные явления, обуславливающие искажение при измерениях гистерезисных магнитных характеристик. Действительно, одним из наиболее трудных вопросов является точное определение кривой гистерезисного цикла, в особенности для магнитно-мягких материалов. По существу методики, основанной на коммутации намагничивающего тока, определение отдельных точек гистерезисного цикла неизбежно сопровождается заметным намагничиванием ярма. После устранения или уменьшения МДС намагничивающей катушки ярмо становится источником остаточного магнитного потока и создает некоторую дополнительную МДС. Если перед испытанием ярмо было размагничено и в процессе испытания МДС катушки претерпевала только увеличение, то при измерении основной кривой намагничивания остаточное намагничение ярма не окажет влияния.¹ Однако, если перед испытанием ярмо подвергалось сильному намагничению, то некоторое влияние и для основной кривой все же возможно. При определении гистерезисных характеристик это влияние, являясь практически незаметным для магнитно-твердых материалов, может внести значительные ошибки при испытании материалов с коэрцитивной силой меньше 40—50 Ое.

Разберем подробнее этот вопрос для случая определения опорных точек гистерезисного цикла — остаточной индукции и коэрцитивной силы. При выключении намагничивающего тока внешняя МДС, действующая на испытуемый образец, должна быть равна нулю, однако, в силу рассмотренного явления, мы будем иметь добавочную положительную МДС ярма и, следовательно, смещение координаты, характеризующей магнитное состояние образца. В результате этого точка на цикле, вместо ожидаемого положения I, займет некоторое другое положение II (рис. 1); отклонение баллистического гальванометра будет преуменьшенным, и мы получим преувеличенную остаточную индукцию B_r .

Для магнитно-твердых материалов, для которых гистерезисный цикл в этой части имеет сравнительно малый наклон касательной, погреш-

¹ Погрешности, обусловленные несовершенством магнитной цепи пермеаметра, в данном случае не рассматриваются.

ность в измеренном значении B , будет практически неопутимой. Для магнитно-мягких материалов эта ошибка будет большей и может достигать, как показали опыты, значения, соответствующего изменению напряженности поля на 1—1,5 Ое.

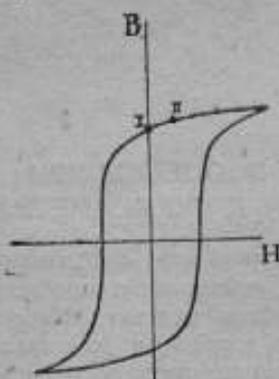


Рис. 1. Точки на гистерезисном цикле, соответствующие выключению намагничивающего тока.

Гораздо сильнее это обстоятельство будет сказываться при измерении коэрцитивной силы. В этом случае обратная МДС намагничивающей катушки должна будет преодолевать кроме МДС, создаваемой образцом, еще некоторую добавочную МДС ярма. Эта последняя не только сравнима с МДС образца, но может оказаться даже больше ее. Экспериментальные данные показывают, что вызываемая этим явлением погрешность может достигать 200%, в то время как величина измеренной остаточной индукции будет отличаться от истинной незначительно.

Если считать, что остаточный поток находится в прямой зависимости от максимального потока, проходящего по яру при испытании образца, то гистерезисные характеристики должны быть в большей степени преувеличенными при относительно больших сечениях испытываемых образцов. Это обстоятельство было проверено при измерении коэрцитивной силы образцов различных материалов и разного сечения в обычном пермеамetre. Данные этих измерений приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Пермеамetre с ярмом из мягкой ковальной стали ($H_c = 11$ Ое). Сечение ярма 20 см^2 . Катушка в 18 слоев по 120 витков в слое. Постоянная катушки $93,76 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$

Материал испытываемого образца	Сечение образца в см^2	Коэрцитивная сила, в эрстедах, измеренная	
		на магнитометре	в пермеамetre
Закаленная вольфрамовая сталь	1,59	61,9	60,1
	3,07	61,9	60,3
	3,81	61,9	60,5
	4,59	61,9	61,3
Слабо закаленная вольфрамовая сталь	0,85	39,1	37,9
	1,70	39,1	38,4
	2,45	39,1	39,2
	3,89	39,1	38,4
	4,67	39,1	38,3

Материал испытываемого образца	Сечение образца в см ²	Коэрцитивная сила, в эрстедах, измеренная	
		на магнито-метре	в пермеамetre
Огоженная вольфрамовая сталь	0,85	11,05	11,9
	1,70	11,05	11,9
	2,45	11,05	12,6
	3,19	11,05	12,5
	4,67	11,05	12,9
Мягкое железо	0,55	1,15	1,56
	1,10	1,15	1,89
	1,60	1,15	2,16
	2,20	1,15	2,37
	2,75	1,15	2,39

Данные для коэрцитивной силы, полученные при измерениях в пермеамetre, приведены к одному и тому же значению, так как практически трудно подобрать образцы с одинаковыми характеристиками. Приведение производилось в предположении наличия прямой пропорциональности между измерениями на магнитомере и в пермеамetre.

Таблица 2

Пермеамetre с ярмом из листовой трансформаторной стали. Сечение ярма 75 см². Катушка в 18 слоев по 160 витков в слое. Постоянная катушки

$$94,1 \frac{\text{Ое}}{\text{А}}$$

Материал испытываемого образца	Сечение образца в см ²	Коэрцитивная сила, в эрстедах, измеренная	
		на магнито-метре	в пермеамetre
Листовая трансформаторная сталь толщиной 3 мм	0,75	0,59	0,781
	1,50	0,59	0,838
	3,00	0,59	1,034
	4,50	0,59	1,110
	5,25	0,59	1,129
	6,75	0,59	1,158
Листовая трансформаторная сталь толщиной 0,35 мм	0,088	0,67	0,673
	0,283	0,67	0,678
	0,475	0,67	0,687
	0,666	0,67	0,706
	1,873	0,67	0,725
	2,689	0,67	0,828
	3,295	0,67	0,913
	6,600	0,67	0,922

В табл. 3 приводятся результаты сравнительных измерений коэрцитивной силы одних и тех же образцов в ярмах с резко различающимся поперечным сечением.

Таблица 3

М а т е р и а л	Сечение образца в см ²	Коэрцитивная сила, в эрстедах, измеренная		
		в пермеатре сечением 75 см ²	в пермеатре сечением 20 см ²	
Мягкое железо (H_c , измеренная на магнитометре, равна 2,35 Oe)	{	1,369	3,15	3,60
		1,085	3,15	3,34
		0,810	2,96	3,18
		0,260	2,54	2,63
Мягкое железо (H_c , измеренная на магнитометре, равна 0,60 Oe)	{	4,592	0,969	2,18
		3,073	0,828	1,90
		1,530	0,790	1,43

Зависимость измеренного значения коэрцитивной силы от сечения испытуемого образца является вполне установленной и наиболее резко обнаруживается при испытании магнитно-мягких материалов. В табл. 4 приведены результаты измерения коэрцитивной силы образцов разных материалов одного и того же поперечного сечения.

Таблица 4

М а т е р и а л	Коэрцитивная сила, в эрстедах, измеренная		Расхождение, в про- центах
	магнито- м. тром	в пермеа- метре	
Закаленная вольфрамовая сталь	59,6	58,4	- 2,0
	61,7	60,75	- 1,5
Слабо закаленная вольфрамовая сталь	39,4	38,8	- 1,6
Незакаленная вольфрамовая сталь	20,8	21,6	+ 3,5
Отожженная вольфрамовая сталь	14,2	15,1	+ 6,3
	11,2	12,6	+ 12,5
Мягкое железо	1,94	2,81	+ 44,5
	1,22	2,46	+ 101,6
Трансформаторная сталь	0,55	1,13	+ 105,4

По данным табл. 4, на рис. 2 построена кривая зависимости относительной погрешности в измерении коэрцитивной силы в пермеетре от действительного значения, измеренного магнитометром.

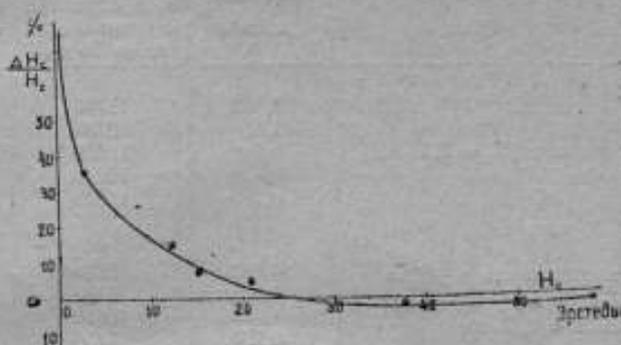


Рис. 2. Зависимость относительной погрешности в измерении коэрцитивной силы от ее величины.

Исследование этого же вопроса в отношении остаточной индукции показывает, что для магнитно-твердых материалов измеренное значение остаточной индукции для образцов равного сечения одинаково в пределах точности измерений (табл. 5).

Таблица 5

М а т е р и а л	Сечение образца в см ²	Остаточная индукция в гауссах	Коэрцитивная сила в Эрстедах
Закаленная вольфрамовая сталь	4,59	10260	61,9
	3,81	10310	
	3,07	10340	
	0,78	10150	
Отожженная вольфрамовая сталь	4,67	12270	11,5
	3,19	12170	11,4
	2,45	12100	11,1
	1,70	11630	11,2
	0,85	11850	11,1

Совершенно другого характера получается эта же зависимость при испытании магнитно-мягких материалов.

В табл. 6 приведены данные испытания в двух пермеетрах образцов одного и того же материала но различного сечения.

Таблица 6

Материал	Сечение образца в см ²	Остаточная индукция, в гауссах, измеренная	
		в пермеамetre с ярмом сечением 75 см ²	в пермеамetre с ярмом сечением 20 см ²
Мягкое железо ($H_c = 2,35$ Ое)	1,269	11780	12000
	1,085	12130	—
	0,810	12550	11930
	0,539	12640	—
	0,260	12930	13300
Трансформаторная сталь ($H_c = 0,60$ Ое); толщина листов 0,35 мм	4,592	5280	6750
	3,073	6440	7340
	1,530	6610	7440
	0,790	8130	8160

Таким образом, вопреки высказанным выше соображениям, зависимость измеренной остаточной индукции от сечения испытуемого образца получилась обратной по сравнению с такой же зависимостью для коэрцитивной силы. Очевидно, что, помимо влияния намагниченности ярма, имеют место и другие явления, обуславливающие уменьшение гистерезисных характеристик испытуемых образцов.

Уже ранее было известно, что гистерезисные характеристики, измеренные при коммутации тока от максимального значения непосредственно до нуля или до некоторого отрицательного значения, всегда получаются преуменьшенными, по сравнению с действительным их значением.

Так, например, в табл. 7 приводятся данные об измерении коэрцитивной силы одних и тех же образцов в пермеамetre с ярмом и в намагничивающей катушке того же пермеамetra без ярма (после соответствующего укорочения образцов). Из данных табл. 7 видно, что, в то время как ярмо дает преувеличенные значения коэрцитивной силы, в разомкнутой цепи они получаются преуменьшенными.

Таблица 7

Сечение образца, в см ²	Коэрцитивная сила, в эрстедах		
	действительная величина	измеренная	
		в пермеамetre	в разомкнутой цепи
2,5	1,22	2,46	0,65
1,5	1,15	2,16	0,52
1,0	1,15	1,56	0,73
Длина образцов, в миллиметрах	400	400	320

Измерения коэрцитивной силы и остаточной индукции на магнитометре при резком выключении намагничивающего тока дают, по сравнению с плавным уменьшением его до нуля, аналогичные результаты (табл. 8).

Таблица 8

Материал	Коэрцитивная сила, в эрстедах	Остаточная индукция в условных единицах		Расхождение, в %
		резкое уменьшение тока	плавное уменьшение тока	
Вольфрамовая незакаленная сталь	15,86	43,5	44,3	1,8
То же	14,22	43,1	44,0	2,0
Трансформаторная сталь	0,55	20,3	23,0	14,6

На основании имеющегося литературного материала, а также согласно данным, приведенных в табл. 8, можно установить появление добавочного размагничивания испытуемых образцов, возникающего при резком изменении намагничивающего тока [1]. Известная уже ранее связь размагничивающего эффекта с удельным электрическим сопротивлением испытуемого образца давала основание предполагать участие токов Фуко возникающих в теле испытуемого образца при изменении магнитного потока в момент коммутации намагничивающего тока. Однако, приняв изменение магнитного потока во времени в форме экспоненциальной функции, мы получим для напряженности магнитного поля токов Фуко выражение

$$H_f = K \frac{R}{L} \frac{s_0}{R_e} I e^{-\frac{R}{L} t}$$

где R — сопротивление намагничивающей цепи, L — ее индуктивность, s_0 — сечение образца, R_e — эквивалентное сопротивление для токов Фуко, I — сила коммутируемого тока, t — время от начала коммутации до рассматриваемого момента, и K — коэффициент пропорциональности. Как видно из этой формулы, мы получим только некоторое замедление процесса перехода от одного магнитного состояния к другому, так как исчезающее основное поле и кратковременно существующее поле токов Фуко будут все время направлены в одну и ту же сторону и дадут одно и то же конечное значение напряженности поля. Так, например, если для кривой гистерезисного цикла принять формулу $B = e^{a - bH}$, то изменение магнитной индукции при коммутации намагничивающего поля от максимума до нуля, если пренебречь полем токов Фуко будет подчиняться выражению

$$B = e^{\ln B_r + M_0 \frac{\ln \frac{B_m}{B_r}}{H_m} - \frac{R}{L} t}$$

где a и b — постоянные, численное значение которых может быть найдено из граничных условий при $H=0$, $B=B_r$ и при $H=H_m$ и $B=B_m$.

Если же учитывать поле токов Фуко, то

$$B = e^{\ln B_r + \frac{K I_0}{H_m} \ln \frac{B_m}{B_r} - \frac{R}{L} t} \left(1 + n \frac{R}{R_e} \frac{t}{L} \right)$$

Как нетрудно видеть, обе формулы, при достаточно большом t , дают в обоих случаях $B=B_r$.

Таким образом в процессе коммутации мы будем в этих двух предположениях, т. е. при учете токов Фуко и без этого учета, иметь одновременно различные индукции, а конечный результат не будет зависеть от токов Фуко, которые могли бы возникнуть в результате изменения намагничивающего тока по закону

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}$$

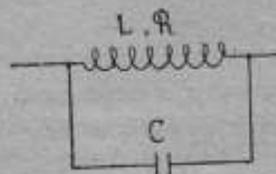


Рис. 3. Эквивалентная схема намагничивающей катушки пермеаметра.

метра. Как известно из теории баллистического гальванометра, измеренная величина количества электричества, а, следовательно, и магнитного потока, связана с продолжительностью баллистического импульса обратной зависимостью. Погрешность в измерении количества электричества определяется выражением

$$\Delta \gamma = -1,6 \frac{\tau^2}{T^2}$$

где τ — длительность импульса, T — период колебаний гальванометра и 1,6 — постоянный коэффициент.

Чтобы выяснить основную причину наблюдающегося при измерении уменьшения остаточных магнитных характеристик в разомкнутой цепи, а, следовательно, и в пермеамetre, так как в нем имеется катушка, необходимо подробнее рассмотреть процесс выключения постоянного тока, протекающего по обмотке обычного соленоида. Любая намагничивающая катушка обладает кроме индуктивности еще некоторой распределенной емкостью и поэтому ее эквивалентная схема может быть представлена в виде, изображенном на рис. 3, где L — постоянная или переменная индуктивность катушки, R — активное сопротивление и C — распределенная междувитковая емкость. Если $R > 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$, то при размыкании тока, протекающего по катушке, в ее цепи ток будет убывать по некоторой аперриодической кривой. В том случае когда $R < 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$

в цепи катушки возникнут затухающие колебания тока, определяемого выражением:

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \cdot t + \varphi \right),$$

являющимся решением уравнения

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{CL} i = 0,$$

где I_0 — сила тока, при которой происходит размыкание цепи.

Пренебрегая под корнем вторым членом и начальной фазой колебания, получим выражение для i в более простой форме

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \sqrt{\frac{1}{LC}} t.$$

С целью количественной оценки изложенных выше соображений для катушки пермеаметра с массивным ярмом, имеющей 16 слоев обмотки, по 120 витков в слое, были измерены на переменном токе частотой 50 Hz ее электрические параметры. Сопротивление оказалось равным $R = 2,38 \Omega$, а емкость $C = 169 \mu\text{F}$. Величина индуктивности, естественно, получилась различной для разных намагничивающих токов и различных сечений и материала образцов. Данные индуктивности катушки приведены в табл. 9.

Таблица 9

Сила намагничивающего тока в амперах	Индуктивность, в генри			
	мягкое железо		закаленная сталь	
	сечение испытуемого образца, в см ²			
	0,55	2,6	2,1	1,1
0,05	—	1,910	—	—
0,10	0,478	1,530	—	—
0,40	0,222	0,827	0,144	0,082
0,50	—	—	0,169	0,098
0,60	0,172	0,660	—	—
0,80	—	—	0,219	0,129
1,00	—	—	0,228	0,127
3,00	—	—	0,135	0,080
4,00	0,052	—	—	—

Произведя необходимые подсчеты, пользуясь вышеприведенными параметрами пермеаметра, приходим к выводу, что при выключении тока в обмотке пермеаметра происходят затухающие колебания ток с достаточно большой частотой. Коэффициент затухания $\theta = \frac{R}{2L}$ этих колебаний может довольно сильно изменяться в зависимости от индуктивности катушки, в свою очередь сильно зависящей от массы и материала ярма и испытуемого образца. В соответствии с этим можно предполо-

жить наличие нескольких видов переходного режима (рис. 4), причем по отношению к испытуемому образцу колебательные режимы будут иметь размагничивающее действие.

Для проверки данного положения измерение гистерезисных характеристик было проведено в обычном пермеамetre при включении параллельно намагничивающей катушке конденсаторов с сосредоточенной емкостью. Схема колебательного контура в этом случае будет иметь вид, изображенный на рис. 5. Так как емкости приключавшихся конденсаторов C_1 были значительно больше, чем распределенная емкость C катушки, то величиной последней можно было при общем рассмотрении



Рис. 4. Процесс выключения тока в намагничивающей катушке пермеаметра.

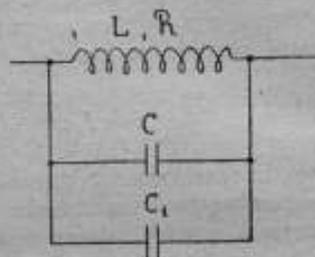


Рис. 5. Эквивалентная схема намагничивающей катушки пермеаметра с параллельно включенной сосредоточенной емкостью.

вопроса пренебречь. Необходимо заметить, однако, что при этом частота колебаний, которые возникали в контуре катушки, значительно снижалась. В табл. 10 приведены некоторые данные, характеризующие частоту колебаний, при разной величине присоединенной емкости, и индуктивности катушки, соответствующей максимальному току $I_{max} = 0,4$ А.

Таблица 10

Приключенная емкость, в μF	Частота затухающих колебаний, в герцах			
	магнитно-мягкий материал		магнитно-твердый материал	
	сечение испытуемого образца, в cm^2			
	0,55	2,6	2,1	1,1
0,000169	$150 \cdot 10^3$	$80 \cdot 10^3$	$120 \cdot 10^3$	$80 \cdot 10^3$
2,0	$1,6 \cdot 10^3$	$0,8 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$0,8 \cdot 10^3$
4,0	$1,1 \cdot 10^3$	$0,6 \cdot 10^3$	$0,9 \cdot 10^3$	$0,6 \cdot 10^3$
6,0	$0,9 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^3$	$0,7 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^3$
8,0	$0,7 \cdot 10^3$	$0,4 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^3$	$0,4 \cdot 10^3$
10,0	$0,7 \cdot 10^3$	$0,4 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^3$	$0,4 \cdot 10^3$

Измеренная величина остаточной индукции в этом случае оказалась сильно уменьшенной за счет размагничивающего эффекта колебаний в намагничивающей цепи (табл. 11). Измерения производились при максимальной напряженности поля 500 Ое.

Таблица 11

Пермеаметр с яром из литого мягкого железа сечением 58 см². Материал испытуемого образца — мягкое железо ($H_c = 1,2$ Ое)

Сечение образца, в см ²	Остаточная индукция, в гауссах, измеренная с приключенной к пермеаметру емкостью			
	169 μ F	2 μ F	4 μ F	8 μ F
0,5	8620	7100	6095	4870
1,0	8800	7670	5310	4250
2,0	8060	7740	7240	4665
3,0	8140	—	—	5440

Приведенные в табл. 11 данные являются некоторыми средними, единичные же измерения колеблются весьма сильно и в некоторых случаях наблюдается даже перемагничивание испытуемого образца. Последнее обстоятельство может быть объяснено слишком резким затуханием, аналогичным изображенному на рис. 4 (кривая *a*); значение амплитуды I_c необходимо предположить настолько малым, что его недостаточно для обратного перемагничивания образца.

В подтверждение этого явления в табл. 12 приводятся результаты отдельных измерений остаточной индукции при максимальной напряженности намагничивающего поля в 500 Ое.

Таблица 12

Номер измерения	Остаточная индукция, в гауссах, измеренная с приключенной к пермеаметру емкостью		
	169 μ F	6 μ F	10 μ F
1	7350	— 22,2	—2420
2	7350	0	—2840
3	7350	0	—2980
4	7350	+ 55,5	—2330
5	7350	+ 144	—1070
6	7350	+ 89	—1730
7	7350	— 111	—1400
8	7350	+4100	—

Такое расхождение в единичных измерениях остаточной индукции имеет место для одного и того же пермеаметра не всегда, а требует наличия каких-то дополнительных условий, и предположительно может быть объяснено тем, что на основной процесс затухания колебаний цепи катушки накладывается процесс затухания тока при разрыве

дуги переключателя, имеющий приблизительно характер аperiodического затухания. Для получения ориентировочных данных о влиянии разрыва дуги на результаты измерений было проверено выключение дуги в нормальных условиях, затем при смазывании губок выключателя вазелином и смачивании их водой. Данные этих измерений при максимальной напряженности поля в 500 Oe приведены в табл. 13.

Таблица 13

Среда, в которой разрывалась дуга	Емкость конденсатора, приключенного к катушке пермеаметра, в микрофарадах	Остаточная индукция, в гауссах
Воздух	10	-93,0
Масло	10	-60,0
Вода	10	+84,5

Подтверждение наличия колебательных процессов мы находим в работе Ковенговена и Берри (Kouwenhoven and Berry), где приводятся осциллограммы нарастания тока в цепи пермеаметра для различных типов ярма и переключателя [2].

Так как начальная амплитуда колебаний тока и декремент затухания не зависят от приключенной к катушке емкости, то увеличение размагничивающего эффекта с увеличением емкости может быть объяснено только тем, что размагничивающее действие изменяется в зависимости от частоты. Если бы это было не так, то измеренные значения остаточной индукции были бы всегда малы, так как наблюдавшиеся в наших экспериментах максимальные амплитуды колебаний были вполне достаточны для размагничивания испытуемого образца. Это обстоятельство было проверено экспериментально в достаточно широком диапазоне частот для образцов мягкого железа и закаленной вольфрамистой стали, при размагничивании полем различной частоты. Размагничивание пришлось проводить при сравнительно небольших напряженностях магнитного поля из-за отсутствия генератора повышенной частоты большой мощности. Данные этих измерений приведены в табл. 14.

В отношении коэрцитивной силы результаты получаются аналогичные наблюдавшимся при измерении остаточной индукции, однако процентное изменение ее значительно меньше. Для одного из образцов значение коэрцитивной силы оказалось равным: при измерении на магнитометре — 1,15 Oe; в пермеаметре — 1,94 Oe; в катушке пермеаметра без ярма — 0,8 Oe и в пермеаметре с приключенной емкостью в 2 и 8 μ F, соответственно, 1,70 и 1,45 Oe.

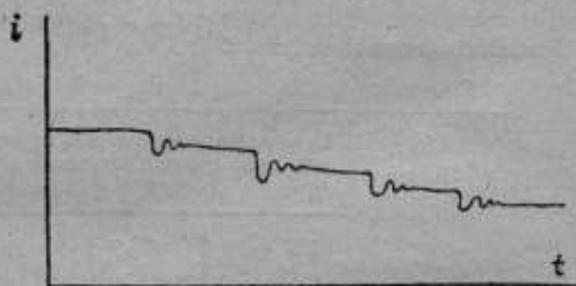


Рис. 6. Ступенчатое изменение намагничивающего тока.

Таблица 14

Частота переменного тока, в герцах	Напряженность размагничивающего поля, в эрстедах	Остаточная индукция, в гауссах, после намагничивания по полю напряженностью 200 Ое и последующего размагничивания	Частота переменного тока, в герцах	Напряженность размагничивающего поля, в эрстедах	Остаточная индукция, в гауссах, после намагничивания по полю напряженностью 200 Ое и последующего размагничивания
Образец мягкого железа ($H_c = 1,15$ Ое)			Образец мягкого железа ($H_c = 1,15$ Ое)		
—	0,0	540	446	0,8	521
1900	3,6	485	273	0,8	519
1100	3,6	480	129	0,8	499
686	3,6	474	88	0,8	467
533	3,6	465			
416	3,6	463			
274	3,6	438			
129	3,6	369			
88	3,6	264			
60	3,6	250			
50	3,6	235			
20	3,6	124			
7,2	3,6	51			
—	0,0	540			
5500	0,8	540			
1100	0,8	537			
533	0,8	530			
			Образец закаленной вольфрамовой стали		
			—	0,0	647
			1100	4,0	647
			533	4,0	647
			273	4,0	646
			129	4,0	644
			88	4,0	642
			60	4,0	633
			50	4,0	636
			26	4,0	635
			1,9	4,0	629

Таким образом точность результатов измерения остаточных характеристик является следствием двух источников погрешностей — влияния остаточного потока ярма и размагничивающего эффекта, возникающего при коммутации тока. В зависимости от того, какой фактор является преобладающим, мы будем иметь преувеличенное или преуменьшенное значение результата. При измерении малой коэрцитивной силы, очевидно, преобладает влияние остаточного намагничивания ярма.

Исследование вопроса о зависимости размагничивающего действия от коэрцитивной силы было проверено также на образцах различных материалов при приключении емкости в 2 μ F, (табл. 15).

Таблица 15

Материал	Коэрцитивная сила, в эрстедах	Остаточная индукция, в гауссах, измеренная	
		без емкости	с емкостью в 2 μ F
Трансформаторная сталь	0,55	7600	2440
Мягкое железо	1,94	6020	3740
Отожженная вольфрамовая сталь	14,2	14200	10130
Незакаленная вольфрамовая сталь	20,8	10300	9150
Закаленная вольфрамовая сталь	59,6	10050	9120

Так как размагничивающее действие, возникающее при коммутации, является результатом появления затухающих колебаний, то естественно предположить, что при уменьшении амплитуды колебаний интенсивность размагничивания заметно ослабнет. Для этого коммутация проводилась не от максимального значения сразу до нуля, а с интервалами, чтобы процесс протекал во времени так, как это изображено на рис. 6. Сравнительные результаты измерений при резкой и плавной коммутации намагничивающего тока приводятся в табл. 16, 17 и 18.

Таблица 16

П о с т е п е н н а я к о м м у т а ц и я			
Интервалы изменения тока, в амперах	Изменение индукции, в делениях шкалы	Интервалы изменения тока, в амперах	Изменение индукции, в делениях шкалы
5,00—4,87	0,5	0,62—0,51	1,4
4,87—4,70	0,7	0,51—0,40	1,8
4,70—4,53	0,7	0,40—0,28	2,3
4,53—4,37	0,7	0,28—0,0	2,2
4,37—4,23	0,6	0,20—0,10	4,2
4,23—4,07	0,7	0,10—0,08	0,7
4,07—3,96	0,5	0,08—0,07	0,6
3,96—2,25	9,7	0,07—0,065	0,7
2,25—1,06	10,3	0,065—0,06	0,7
1,16—0,95	1,2	0,06—0,045	0,8
0,95—0,83	1,5	0,045—0,035	2,1
0,83—0,72	1,3	0,035—0	6,3
0,7—0,62	1,7		
		Сумма	53,9

Резкая коммутация при изменении тока от 5 А до нуля дала соответственно 56,8 деления.

Если проследить эту же зависимость по отдельным интервалам для образцов одного и того же материала, но различного поперечного сечения, то мы получим данные, приводимые в табл. 17.

Таблица 17

Интервалы изменения силы тока, в амперах	Изменение магнитной индукции, в делениях шкалы, для образцов мягкого железа				
	сечение испытуемого образца, в см ²				
	1,369	1,085	0,810	0,539	0,760
Пермеаметр с ярмом сечением 75 см ²					
5,00—4,80	0,5	0,5	0,6	0,2	0,2
4,80—4,64	0,5	0,5	0,4	0,2	0,2
4,64—4,43	0,9	0,7	0,8	0,6	0,4
4,43—4,20	1,0	0,7	0,9	0,5	0,3
4,20—3,98	1,3	1,0	1,0	0,7	0,5
3,98—3,78	1,3	1,0	1,0	0,8	0,4
3,78—3,52	1,5	1,0	1,2	1,0	0,6
3,52—3,20	1,9	1,5	1,7	1,2	0,8
3,20—2,92	2,4	2,0	2,1	1,7	1,0
2,92—2,60	2,9	2,1	2,5	1,8	1,1

Интервалы изменения силы тока, в амперах	Изменение магнитной индукции, в делениях шкалы, для образцов мягкого железа				
	сечение испытуемого образца, в см ²				
	1,369	1,085	0,810	0,529	0,760
Пермееметр с ярмом сечением 75 см ²					
2,60—2,28	3,1	2,4	2,7	2,0	1,2
2,28—2,00	2,7	1,9	2,2	1,7	1,0
2,00—1,74	3,2	2,6	3,0	2,0	1,3
1,74—1,56	2,0	1,8	2,0	1,3	0,8
1,56—1,22	4,2	3,6	4,0	2,7	1,8
1,22—0,86	5,9	4,9	5,4	3,7	2,3
0,86—0,60	4,9	4,0	4,4	3,0	2,0
0,60—0,48	3,3	2,8	3,1	2,0	1,2
0,48—0,46	11,2	8,8	9,8	6,5	4,2
0,46—0	35,2	27,0	27,1	17,3	10,1
Сумма . . .	81,9	70,8	75,9	50,9	31,4
Резкая коммутация (5—0)	92,2	72,1	77,9	51,9	34,2
Изменение, в %	1,4	1,8	2,6	2,0	9,0
Пермееметр с ярмом сечением 20 см ²					
Сумма . . .	63,0	48,3	52,8	36,9	27,3
Резкая коммутация (5—0)	66,0	52,2	58,9	39,8	29,9
Изменение, в %	4,8	8,1	11,5	8,4	9,5

Из этих данных видно, что расхождения в измерении изменения индукции от наибольшего значения до остаточного значения, при плавной и резкой коммутации, в сильной степени зависят от сечения испытуемого образца и ярма и соотношения их проницаемостей.

В отношении остаточной индукции был проведен ряд измерений (табл. 18) как при медленной, так и при резкой коммутации, с образцами разных материалов.

Результаты, приведенные в табл. 18, дают зависимость изменения остаточной индукции для данного пермееметра в функции от коэрцитивной силы материала. Конечно, эта зависимость является приблизительной, так как испытуемые образцы имели разное сечение, но дает право говорить, что наибольших изменений в величине остаточной индукции следует ожидать для магнитно-мягких материалов.

Приведенные выше для объяснения этого явления соображения могут найти свое подтверждение также в том, что аналогичные явления наблюдаются и при работе на магнитометре. Таким образом, основной измерительный прибор, разный в обоих методах, гальванометр и монитометр, повидимому, должен быть исключен из рассмотрения. В табл. 19 приведены результаты измерений обоими методами при В ном и резком изменении намагничивающего тока от максимума до нуля для одних и тех же материалов.

Таблица 18

Материал образца	Сечение образца, в см ²	Коэрцитивная сила образца, в эрстедах	Остаточная индукция образца, в гауссах		Расхождение, в %
			при резкой коммутации	при медленной коммутации	
Трансформаторная сталь	0,75	0,55	7010	8240	15
	1,32	1,34	5500	5620	2,3
	1,369	2,35	11490	11920	3,6
	1,169	2,35	11465	12150	6,8
	0,830	2,35	11160	12120	7,9
	0,559	2,35	11320	12000	5,8
Мягкое железо	0,284	2,35	10340	11240	8,0
	0,99	14,2	9720	9840	1,2
Незакаленная вольфрамовая сталь	1,8	20,8	10300	10460	1,6
Закаленная вольфрамовая сталь	1,8	59,6	10100	10270	2,0

Таблица 19

Материал образца	Коэрцитивная сила образца, в эрстедах	Расхождение между измерениями при плавной и резкой коммутации, в %	
		баллистический метод	магнитометрический метод
Трансформаторная сталь	0,55	15	15
Незакаленная вольфрамовая сталь	14,2	1,2	1,6

С изменением сечения ярма и образца, сильно меняется, в частности, индуктивность катушки, а, следовательно, период возникающих в цепи катушки колебаний, что, в свою очередь, вызывает усиление или ослабление размагничивающего действия. Сложение всех явлений, происходящих при изменении магнитной индукции от одного состояния до другого, ввиду нелинейной зависимости между магнитными параметрами, будет давать сложную зависимость измеренного значения индукции от характеристик испытуемого образца и ярма.

Если ярмо имеет небольшое сечение по сравнению с сечением испытуемого образца, то будет наблюдаться большое влияние остаточного потока ярма и малое размагничивающее действие катушки. Наоборот, если ярмо имеет очень большое сечение, то мы будем иметь малый остаточный поток и, следовательно, второй фактор, возрастающий с ростом индуктивности, получит большее значение.

Для дополнительного подтверждения того, что плавной коммутацией можно ослабить размагничивающий эффект, были проведены измерения при включении параллельно намагничивающей катушке емкости в $2 \mu\text{F}$. Данные этих измерений приведены в табл. 20.

Таблица 20

Материал образца	Когерентная сила образца, в эрстедах	Остаточная индукция, в условных единицах, измеренная			
		при включении $2 \mu\text{F}$		без емкости	
		резкая коммутация	плавная коммутация	резкая коммутация	плавная коммутация
Незакаленная вольфрамовая сталь	20,79	84,2	94,5	93,4	95,9
Мягкое железо	2,35	38,3	68,1	65,2	68,3

Далее была изучена зависимость измеренной величины остаточной индукции от силы тока, при которой происходит выключение для образцов магнитно-мягких и твердых материалов (табл. 21).

Таблица 21

Материал образца	Интервалы изменения тока, в амперах		Остаточная индукция	
	плавно	резко	в гауссах	в % от наибольшей величины
Мягкое железо ($H_c = 2,35 \text{ Oe}$)		5,0—0	7 140	91,4
	5—4,7	4,7—0	7 180	96,0
	5—3,9	3,9—0	7 240	96,8
	5—1,9	1,9—0	7 385	98,6
	5—1,0	1,0—0	7 360	98,4
	5—0,8	0,8—0	7 385	98,6
	5—0,6	0,6—0	7 420	99,2
	5—0,4	0,4—0	7 430	99,3
	5—0,2	0,2—0	7 470	99,9
	5—0,03	0,03—0	7 480	100,0
Незакаленная вольфрамовая сталь ($H_c = 20,8 \text{ Oe}$)		5,0—0	10 730	99,3
	5—3,9	3,9—0	10 730	99,3
	5—3,1	3,1—0	10 770	99,7
	5—1,95	1,95—0	10 780	99,8
	5—0,9	0,9—0	10 780	99,8
	5—0,03	0,03—0	10 800	100,0

Материал образца	Интервалы изменения тока, в амперах		Остаточная индукция	
	плавно	резко	в гауссах	в % от наибольшей величины
Вольфрамовая закаленная сталь, сечением 1 см^2 ($H_c = 59,6$ Ое)		5,0—0	11 250	100,1
	5—4,5	4,5—0	11 250	100,1
	5—3,95	3,95—0	11 240	100,0
	5—0,03	0,03—0	11 240	100,0
Вольфрамовая закаленная сталь, сечением $4,5\text{ см}^2$ ($H_c = 63,3$ Ое)		5,0—0	10 940	99,9
	5—2,1	2,1—0	10 950	100,0
	5—0,03	0,03—0	10 955	100,0

Подводя итоги, можно сделать следующие выводы.¹ При испытании образцов в пермеатрах источниками погрешностей являются, с одной стороны, влияние ярма, сказывающееся в наложении на основное поле намагничивающей катушки некоторого дополнительного поля, обусловленного остаточным потоком ярма и, с другой стороны, влияние электрических колебаний, возникающих в контуре катушки при резких изменениях намагничивающего тока. Знак погрешности, вызываемой обоими факторами, различен и суммарная погрешность является разностью двух частных погрешностей. В зависимости от того, что является доминирующим, мы можем получить как преуменьшенные, так и преувеличенные значения гистерезисных характеристик.

Известное значение имеют также токи Фуко, так как при изменении намагничивающего тока, вследствие возникающих колебаний в толще материала, индуктируются токи Фуко, замедляющие процесс перехода от одного состояния к другому, а это вызывает погрешность в отклонении гальванометра.

В настоящей статье не рассматриваются источники ошибок, обусловленные несовершенством магнитной цепи пермеатра, сказывающиеся более сильно при снятии основной кривой намагничивания, так как они рассматриваются в большинстве курсов электрических измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. К. Ягола и Е. Т. Чернышев. Определение коэрцитивной силы в разомкнутой магнитной цепи. Труды ВНИИМ, № 18 (34), 1938.
2. W. W. Kouwenhoven and T. L. Berry. J.A.I.E.E., 1923.

¹ Во время печатания настоящего сборника в журнале „Техническая физика“, № 22, 1939 г., появилась статья Януса Р. И. и Шубиной Л. А., в которой частично приводятся соображения, аналогичные развиваемым нами.

Н. Г. ЗУЕВА

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНЕТРОНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Часть 2

Введение

В первой части работы было исследовано применение обычного двухэлектродного магнетрона для измерения слабых магнитных полей и дано теоретическое обоснование этого метода.¹ Измерения производились с магнетронами, чувствительность которых по отношению к внешнему магнитному полю была порядка $5-8 \frac{\text{mA}}{\text{Oe}}$. Применяя особую схему для компенсации влияний изменения режима в магнетроне на силу анодного тока, возможно было измерять напряженности поля порядка $0,005 \text{ Oe}$ с точностью до 1% . Наименьшей величиной напряженности поля, доступной измерению при помощи исследованных магнетронов, является $0,0005 \text{ Oe}$, наибольшая же напряженность поля — порядка нескольких эрстед.

В настоящей работе дано исследование другого метода, пригодного для измерения постоянных и переменных магнитных полей средней напряженности (порядка десятков эрстед) и показана возможность применения магнетрона для определения силы тока в линейном проводнике. Кроме того приведено описание и экспериментальное исследование магнетрона специальной конструкции (с двумя анодами), которым можно измерять напряженности поля порядка десятых и сотых эрстеда, без поляризирующей катушки.

1. Метод измерения магнитных полей средней напряженности

В первой части работы было выведено, что зависимость критического магнитного поля H_k от анодного напряжения выражается формулой

$$H_k = \frac{6,72U^{\frac{1}{2}}}{R} \quad (1)$$

где U — анодное напряжение, R — расстояние нити от анода.

¹ Труды ВНИИМ, вып. 18/34, 1933.

Так как магнетроны, применявшиеся в настоящей работе, имели радиус анода, равный 0,8 см, то, подставляя в эту формулу вместо R величину 0,8, получаем

$$H_k = 8,4U^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Из этой зависимости непосредственно вытекает и самый метод измерения напряженности магнитного поля. Действительно, если поместить магнетрон в магнитное поле и подобрать анодное напряжение так, чтобы измеряемое поле стало критическим, то по формуле (2) легко вычислить искомую напряженность поля. Вначале был проверен метод, предложенный Хеллом (Hull) для измерения напряженностей поля средней величины. Этот метод, подробно описанный в первой части работы (глава I, § 3), основан на изменении показаний вольтметра, измеряющего напряжение между электродами магнетрона, которое происходит при изменении анодного тока магнетрона. Анодный ток в магнетроне может меняться в пределах от $i_a = 0$ (при отсутствии тока накала) до $i_a = i_{a \max}$ (при включении определенного тока накала), и соответственно этому пределы показаний вольтметра будут U_{\max} и U_{\min} . При возникновении внешнего магнитного поля анодный ток, начиная с некоторой напряженности H , примет значение, лежащее в пределах между 0 и $i_{a \max}$, а показания вольтметра будут заключаться между U_{\max} и U_{\min} . Из теории Хелла следует, что если при напряженности внешнего магнитного поля H показание вольтметра U лежит между U_{\max} и U_{\min} , то это показание можно считать за критическое, и, подставляя его в формулу (2), можно вычислить напряженность измеряемого поля.

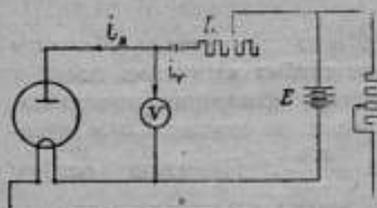


Рис. 1. Схема измерений по методу Хелла.

Экспериментальная проверка метода Хелла производилась по схеме, изображенной на рис. 1. При этом выяснилось, что результаты измерений сильно зависят от величины сопротивления R , которое обуславливает значения U_{\max} и U_{\min} . В табл. 1 приведены результаты измерений одного и того же магнитного поля ($H = 71,9$ Ое) при разных значениях ($U_{\max} - U_{\min}$), т. е. при разных сопротивлениях R в анодной цепи.

Таблица 1
Измерения магнитного поля при разных анодных напряжениях

U_{\max}	U_{\min}	U	H_n	$H_n - H_0$
вольты			эрстеды	
66	55	64,5	67,4	- 4,5
75	67	73,0	71,7	- 0,2
85	86	89,0	79,2	+ 7,3
102	95	95,8	82,2	+ 10,3

В четвертом столбце этой таблицы приведены напряженности магнитного поля H_m , вычисленные по формуле (2), а в пятом — разности между значениями магнитного поля, измеренными методом магнетрона и баллистическим (H_0). Такие же измерения были произведены и для других значений напряженности поля, и расхождения достигали 14%. Но при некоторых значениях сопротивления R в анодной цепи получились хорошие совпадения по обоим методам. Объяснение этого следует искать в том, что теория Хелла верна только тогда, когда изменение анодного тока при критическом поле происходит по совершенно отвесной линии. Если же это изменение идет по более или менее пологой кривой, то результат измерения зависит от того, какую точку этой кривой мы будем считать за критическую.

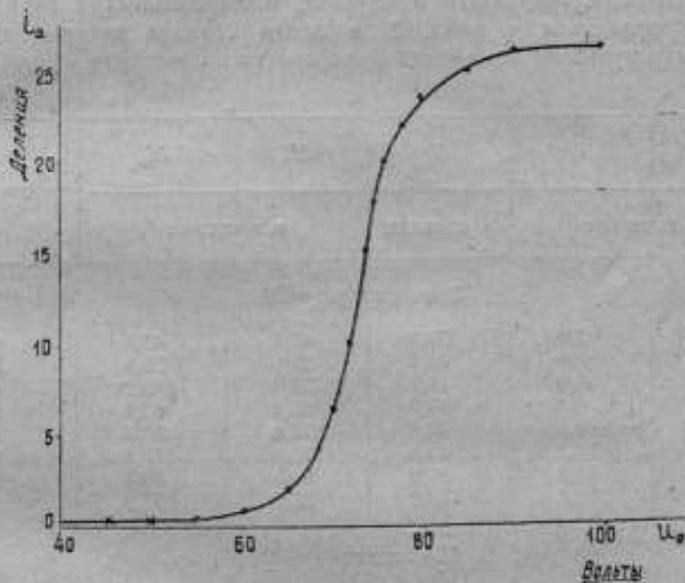


Рис. 2. Зависимость анодного тока от анодного напряжения магнетрона в магнитном поле напряженностью 71,9 Ое.

На рис. 2 приведена кривая зависимости анодного тока I_a от анодного напряжения U_a , когда магнетрон помещен в магнитное поле напряженностью 71,9 Ое. Как видно, уменьшение анодного тока происходит не внезапно, а постепенно, в пределах около 15 В и следовательно в таких же пределах могут колебаться результаты измерений.

Таким образом при более или менее пологой характеристике магнетрона понятие критического напряжения становится неопределенным. Ввиду этого прежде всего необходимо было выяснить, какое же напряжение следует считать критическим при работе с магнетроном. Для этой цели были измерены кривые зависимости анодного тока от анодного напряжения для различных напряженностей магнитного поля. Затем для каждого поля по формуле (2) были вычислены значения критического

напряжения и из полученных кривых была найдена сила анодного тока, соответствующая этим значениям. Оказалось, что критическим напряжением надо считать то напряжение, при котором анодный ток принимает значение, равное половине максимального. Поэтому при дальнейших измерениях метод и схема Хелла были несколько изменены, а именно в анодную цепь был включен миллиамперметр и при отсутствии внешнего поля измерялся анодный ток $i_{a \max}$, затем создавалось внешнее поле и подбиралось такое анодное напряжение, чтобы анодный ток сделался равным примерно половине максимального $i_a \approx \frac{1}{2} i_{a \max}$, и производился отсчет по вольтметру. Полученное таким образом значение U подставлялось в формулу (2) и вычислялась напряженность магнитного поля. Результаты измерений, произведенных с двумя магнетронами, приведены в табл. 2, в пятом столбце которой даны для сравнения результаты измерений баллистическим методом.

Таблица 2

$i_{a \max}$	i	U	H_m	H_0	$\frac{H_m - H_0}{H_0} 100\%$
в делениях		в вольтах	в эрстелах		
Магнетрон № 5					
6,7	3,3	30,8	46,5	46,5	0,0
10,0	5,0	43,0	55,1	55,0	0,2
11,7	5,6	49,2	58,9	59,2	0,5
14,0	6,7	57,0	63,4	63,4	0,0
19,3	9,7	70,3	70,4	70,2	0,3
22,7	11,3	82,8	76,4	76,1	0,4
24,7	12,3	91,8	80,5	80,4	0,1
25,3	12,7	102,0	87,7	87,9	0,2
Магнетрон № 6					
10,7	5,3	36,5	50,8	50,8	0,0
11,3	5,7	43,4	55,3	55,0	0,5
13,1	6,5	50,5	59,7	59,7	0,0
13,2	6,5	57,6	63,7	63,5	0,3
13,2	6,7	73,0	71,8	71,9	0,1

2. Применение магнетрона для измерения силы постоянного тока

Наряду с измерением магнитного поля, с помощью магнетрона была экспериментально проверена возможность применения его для определения силы постоянного тока линейного проводника.

Если мы имеем один только линейный проводник с током, то, как известно, напряженность магнитного поля H , создаваемого им в какой-

нибудь точке пространства, находящейся на расстоянии r от центра проводника, выражается формулой

$$H = \frac{0,2i}{r},$$

откуда

$$i = \frac{Hr}{0,2}. \quad (3)$$

Следовательно, зная напряженность магнитного поля H и расстояние r , можно вычислить силу тока i .

Измерения H производились следующим образом. Магнетрон специальной конструкции, описание которого дано ниже, устанавливался перпендикулярно проводнику на определенном расстоянии от него, и, при отсутствии в проводнике тока, стрелка измерительного прибора (гальванометра) при помощи компенсационной схемы устанавливалась на нуль. Затем включался ток в цепь проводника и измерялось отклонение гальванометра α , вызываемое магнитным полем. Напряженность поля вычислялась по формуле

$$H = K\alpha,$$

где K — постоянная гальванометра, в эрстедах, предварительно проградуированного вместе с магнетроном в известном магнитном поле.

Результаты измерений при разных расстояниях r магнетрона от центра проводника, приведены в табл. 3, где i — сила тока, измеренная амперметром, i' — сила тока, вычисленная по данным измерения с магнетроном и $\Delta i = i - i'$.

Таблица 3

Измерение силы постоянного тока магнетроном

Показания амперметра i , в амперах	Отклонения гальванометра α , в делениях	H в эрстедах	Вычисленная сила тока i' , в амперах	Δi в амперах	$\frac{\Delta i}{i}$ %
$r = 1,85$ см					
1,0	12,0	0,104	0,965	0,035	3,5
2,0	24,0	0,202	1,67	0,13	7,0
3,0	35,0	0,291	2,72	0,28	9,0
4,0	48,0	0,403	3,72	0,28	7,0
5,0	58,8	0,494	4,57	0,43	8,0
6,0	69,3	0,582	5,48	0,52	8,5
7,0	79,5	0,671	6,26	0,74	10,0
$r = 3,25$ см					
2,0	14,3	0,120	1,95	0,05	2,5
3,0	22,0	0,185	3,00	0,00	0,0
4,0	29,5	0,248	4,03	0,03	0,8
4,95	36,0	0,302	4,90	0,05	1,0
5,95	43,0	0,361	5,87	0,08	1,3
7,00	51,2	0,430	6,99	0,01	0,2

Показания амперметра i , в амперах	Отклонения гальвано- метра α , в делениях	H в эрстедах	Вычислен- ная сила тока I , в амперах	Δi в амперах	$\frac{\Delta i}{I} \%$
$r = 6,35 \text{ см}$					
2,0	7,4	0,066	2,09	0,09	4,5
3,0	11,5	0,099	3,13	0,13	4,0
4,1	15,5	0,130	4,12	0,02	0,5
5,0	18,5	0,155	4,92	0,08	1,6
6,1	22,4	0,188	5,97	0,11	1,8
7,1	26,7	0,224	7,11	0,03	0,5
$r = 11,15 \text{ см}$					
4,7	8,7	0,072	4,02	0,02	0,5
5,0	11,0	0,090	4,98	0,02	0,5
6,0	13,2	0,103	5,97	0,03	0,5
7,0	15,5	0,125	7,02	0,02	0,3
9,1	20,5	0,168	9,28	0,18	1,8

Результаты показывают, что при малом расстоянии магнетрона от проводника с током (порядка 1—2 см) разница между значениями силы тока, измеренными амперметром и магнетроном, достигает 10%, причем измерения магнетроном всегда дают меньшие величины. Это объясняется тем, что вблизи проводника с током силовые линии магнитного поля представляют окружности малого радиуса, так что на протяжении нити магнетрона поле является весьма неоднородным. При увеличении расстояния r кривизна силовых линий уменьшается и поэтому уже при $r = 3$ см расхождение между действительным значением силы тока и измеренным магнетроном составляет только 2%, а при $r = 8—11$ см — около 1%, за исключением случая измерения малых токов, вызывающих небольшие отклонения гальванометра (порядка 5—10 делений). Указанная погрешность в измерениях силы тока лежит в пределах теоретической точности метода измерения с магнетроном. Действительно, дифференцируя уравнение (3) и замечая, что $H = Kx$, получаем для относительной погрешности в определении i следующее выражение

$$\frac{di}{i} = \frac{dK}{K} + \frac{dr}{r} + \frac{dx}{x}$$

Относительная погрешность определения K составляет 1%, относительная погрешность в измерении расстояния r зависит от его величины и, если принять точность измерения расстояния равной 0,1 см, то для $r = 3$ см, относительная погрешность составит 3%, а для $r = 10$ см — около 1%. Точно так же погрешность в отсчете α лежит в пределах от 0,3 до 1,0%.

Результаты измерений, помещенные в табл. 3, показывают, что наблюдаемые отклонения измеряемой величины от истинной находятся в указанных выше пределах. Таким образом с точностью до 1—2%

сила постоянного тока может быть определена по измерению напряженности внешнего магнитного поля. Вместо измерения α при включении или выключении тока, что практически часто является неудобным, можно производить измерения, поворачивая магнетрон на 90° вокруг оси, перпендикулярной нити накала. Экспериментально было доказано, что влиянием второго проводника с током можно пренебречь, если удалить его на расстояние порядка 10 см от того поля, которое измеряется.

3. Применение магнетрона для измерения переменных магнитных полей и сил переменного тока

В первой части этой работы были даны теория и экспериментальное исследование зависимости анодного тока в магнетроне от напряженности постоянного магнитного поля. Переменное магнитное поле, как показали опыты, также оказывает влияние на силу анодного тока. Выведем теоретически зависимость анодного тока в магнетроне обычной конструкции от напряженности переменного магнитного поля. Полагаем, что магнитное поле изменяется синусоидально

$$H = H_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (4)$$

где H_{\max} — максимальная напряженность поля (рис. 3). Обозначим через H_c критическое постоянное поле, соответствующее какому-нибудь определенному анодному напряжению, полагая при этом, что $H_c < H_{\max}$.

Выразим теперь силу анодного тока i_a в функции от H . По определению сила анодного тока

$$i_a = ne,$$

где n — число электронов, попадающих в единицу времени на анод, и e — заряд электрона. Рассмотрим, какое число электронов попадет на анод за $\frac{1}{4}$ периода. Пусть t_c — время, за которое напряженность магнитного поля возрастает от 0 до H_{\max} ; тогда за промежуток времени в $\frac{1}{4}$ периода электроны будут попадать на анод в течение t_c секунд, а в течение $\frac{T}{4} - t_c$ секунд будут заворачивать обратно, т. е. в среднем за единицу времени на анод будет попадать число электронов

$$N = \frac{nt_c}{\frac{T}{4}},$$

а сила тока будет равна

$$i_{at} = Ne = \frac{4net_c}{T}. \quad (5)$$

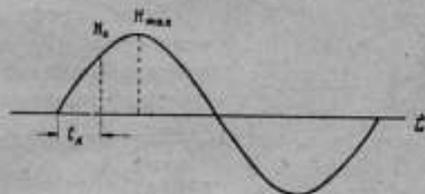


Рис. 3. Кривая изменения переменного магнитного поля в функции времени.

Из уравнения (4) имеем

$$t_k = \frac{T}{2\pi} \arcsin \frac{H_k}{H_{\max}}. \quad (6)$$

Подставляя найденное значение для t_k в уравнение (5), окончательно находим

$$i_{a1} = \frac{2ne}{\pi} \arcsin \frac{H_k}{H_{\max}},$$

или

$$i_{a1} = \frac{2i_a}{\pi} \arcsin \frac{H_k}{H_{\max}}. \quad (7)$$

т. е. получаем, что в переменном магнитном поле сила тока изменяется в зависимости от величины максимального поля, от периода же T не зависит. Следует заметить, что выведенная формула имеет смысл лишь при $H_{\max} \geq H_k$.

Если построить график функции, выражаемой уравнением (7), то получим кривую, проведенную сплошной линией на рис. 4, где по оси ординат отложены значения i_{a1} , а по оси абсцисс — отношение $\frac{H_k}{H_{\max}}$; пунктиром на этом же рисунке изображена кривая, полученная экспериментально. Последняя кривая идет более полого, чем теоретическая, что объясняется сделанным нами допущением при выводе формулы (7) об одном и том же значении скорости для всех электронов. На самом деле в электронном пучке всегда будут иметься электроны с различными скоростями, поэтому в постоянном и в переменном магнитных полях экспериментальные кривые идут более полого,

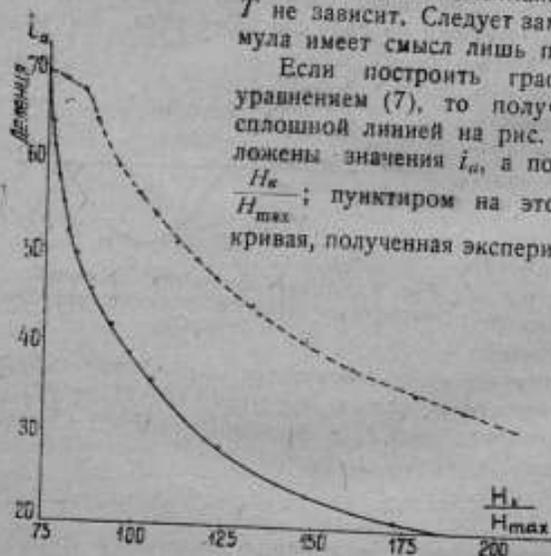


Рис. 4. Зависимость анодного тока от величины $\frac{H_k}{H_{\max}}$ (сплошная кривая — вычисленная, пунктирная — экспериментальная).

чем теоретические. Исследование зависимости анодного тока i_a от напряженности переменного магнитного поля было произведено при разных анодных напряжениях U_a . Результаты измерений приведены в табл. 4 и на рис. 5. Под H_{\max} следует понимать максимальную напряженность магнитного поля, определяемую из формулы

$$H_{\max} = CI\sqrt{2},$$

де C — постоянная намагничивающей катушки, а I — показание амперметра, т. е. действующее значение силы тока. Измерения производились миллиамперметром, постоянная которого равна $0,1 \frac{\text{mA}}{\text{дел.}}$.

Если по кривым рис. 5 подсчитать чувствительность магнетрона, т. е. величину $\frac{dI_a}{dH}$, то для самой крутой части кривой получаем $0,066 \frac{\text{mA}}{\text{Oe}}$, в то время как в постоянном поле чувствительность этого же

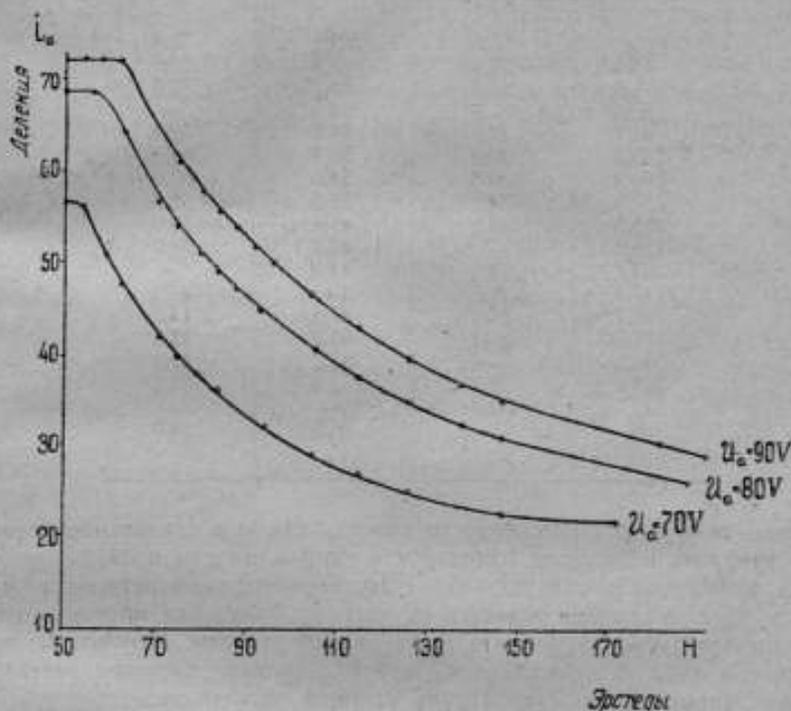


Рис. 5. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при различных анодных напряжениях.

магнетрона равна $3 \frac{\text{mA}}{\text{Oe}}$, т. е. в переменном поле мы получаем чувствительность в 50 раз меньшую, чем в постоянном.

При градуировке стрелочного гальванометра постоянная получалась равной $0,003 \frac{\text{Oe}}{\text{дел.}}$, т. е. в этом случае можно было измерять изменения в напряженности магнитного поля порядка сотых эрстеда. Из приведенных измерений следует, что обычный двухэлектродный магнетрон, при условии предварительной градуировки его, может быть использован и для измерения переменных магнитных полей напряженностью от 50—60 до 150—170 Oe. Если магнетрон поместить в поляризирующую катушку

Таблица 4

Зависимость анодного тока i_a от напряженности переменного магнитного поля, при разных анодных напряжениях

H в эрстедах	$U_a = 70 \text{ V}$	$U_a = 80 \text{ V}$	$U_a = 90 \text{ V}$
	i_a в делениях	i_a в делениях	i_a в делениях
0	56,8	69,5	72,0
63,0	56,8	69,5	72,0
76,8	56,5	68,7	72,0
82,8	51,0	68,0	—
88,7	48,0	64,3	72,0
100,5	42,0	56,5	64,5
106,4	39,8	54,0	61,0
112,4	38,0	51,0	58,0
118,3	36,0	49,0	56,0
124,2	—	47,0	54,0
133,1	33,0	44,8	—
147,9	29,6	41,0	46,5
162,7	27,3	37,5	43,0
177,5	25,3	35,0	32,8
192,3	—	33,0	37,0
207,1	22,5	31,0	35,0
242,5	20,0	—	—
266,2	—	26,0	29,0

с полем, равным критическому, то можно, как и в случае постоянного поля, измерять небольшие изменения в напряженности поля.

Из формулы (7) следует, что чувствительность магнетрона в переменном поле не должна зависеть от частоты поля. Для проверки этого были произведены измерения в полях разной частоты. Результаты, приведенные в табл. 5, показывают, что в довольно широком интервале частот чувствительность магнетрона остается постоянной.

Таблица 5

Зависимость постоянной K стрелочного гальванометра от частоты переменного магнитного поля

f в герцах	H в эрстедах	i_a в делениях	K эрсты деления
120	2,09	23,0	0,091
446	2,09	23,0	0,091
685	2,09	23,0	0,091
1100	2,09	23,5	0,092
1500	1,78	18,0	0,096

В заключение была сделана проверка возможности применения магнетрона для определения силы переменного тока в линейном проводнике. Сила переменного тока вычислялась по формуле (3), причем напряженность магнитного поля измерялась магнетроном на разных расстояниях от проводника.

Вследствие малой чувствительности магнетрона в переменном поле, наименьшая сила тока, которую можно было измерять при помещении магнетрона непосредственно на провод, была порядка 10 А, в то время как постоянный ток можно было измерять, начиная с 2—3 А. Точность измерения получилась около $\pm 2\%$, т. е. несколько меньшей, чем для постоянного тока, что объясняется недостаточной чувствительностью гальванометра. Результаты измерений, производившихся с двух расстояний r магнетрона от проводника с током, приведены в табл. 6; в первом столбце даны показания амперметра — I_A , в четвертом — сила тока I_M , измеренная с магнетроном.

Измерения силы переменного тока

Таблица 6

I_A в амперах	a в делениях	H в эрстедах	I_M в амперах	$\Delta I = I_A - I_M$ в амперах	$\frac{\Delta I}{I} \cdot 100$
16,8	28,3	(при $r = 1,85$ см) 1,75	16,3	-0,5	-3,0
17,5	30,8	1,85	17,1	-0,4	-2,3
18,5	5,8	(при $r = 4,95$ см) 0,76	18,8	+0,3	+1,6

4. Исследование магнетрона новой конструкции

Дальнейшая часть работы была посвящена разработке такого типа магнетрона, который давал бы возможность измерять магнитные поля в интервале от 0 до H_c , без применения поляризующих катушек.

После испытания нескольких типов магнетрона остановились на конструкции с двумя анодами: внешним, имеющим форму цилиндра, и внутренним, состоящим из ряда отдельных пластин, расположенных в виде турбинных лопаток. Схематическое изображение этого магнетрона дано на рис. 6. Лопатки внутреннего анода имеют изогнутую форму и расположены под некоторым углом к радиусу внешнего анода для того, чтобы электроны, вылетаая из катода, могли задерживаться ими, не достигая внешнего анода; при действии же внешнего поля, направленного определенным образом, вследствие искривления траектории, электроны могли бы попадать на внешний анод.



Рис. 6. Схематическое устройство магнетрона новой конструкции.

Применяя магнетрон такой конструкции, можно было ожидать, что число электронов, достигающих внешнего анода (иначе говоря сила анодного тока), должно быть пропорциональным напряженности магнитного поля при изменении его от 0 до H_0 . Предварительное испытание магнетрона, однако, показало, что в отсутствии внешнего поля ток в цепи внешнего анода равен не нулю, а некоторой величине i_{a0} , составляющей около 40% общего тока в магнетроне, т. е. 40% из числа всех вылетающих из нити, электронов попадают на внешний анод. Это явление

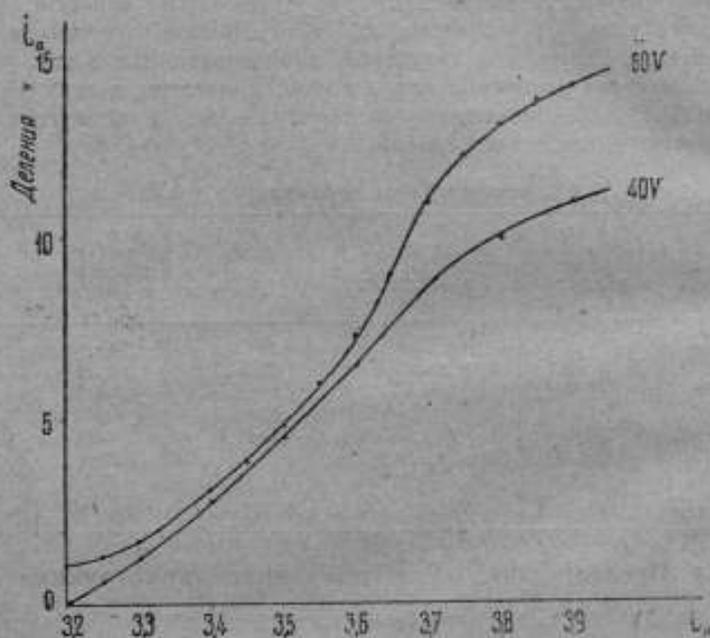


Рис. 7. Зависимость анодного тока от тока накала магнетрона при различных напряжениях на внешнем аноде.

ние можно объяснить несовершенством конструкции внутреннего анода. При возникновении магнитного поля, направленного в определенную сторону по оси магнетрона, этот ток возрастает до некоторого значения i_{max} , соответствующего критическому полю, а затем резко падает. При изменении направления магнитного поля на 180° , т. е. при искривлении траекторий электронов в обратную сторону, происходит уменьшение анодного тока. Практически равным нулю ток становится в полях напряженностью около $0,3 \text{ Oe}$.

Первой задачей при исследовании этого магнетрона являлось установление режима для получения тока насыщения. Для этого были измерены следующие три группы характеристик:

1) зависимость анодного тока i_a от тока накала i_H , 2) зависимость анодного тока i_a от напряжения на внешнем аноде U_a , 3) зависимость анодного тока i_a от напряжения на внутреннем аноде U_i . В качестве измерительного прибора при снятии всех этих характеристик применялся миллиамперметр с постоянной, равной $0,1 \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$.

Результаты измерений характеристик первой группы приведены в табл. 7 и на рис. 7.

Таблица 7

Зависимость анодного тока i_a от тока накала i_H при различных напряжениях на внешнем аноде и при $U_i = 25 \text{ V}$

i_H в амперах	$U_a = 40 \text{ V}$	$U_a = 60 \text{ V}$	$U_a = 80 \text{ V}$
	Сила анодного тока, в делениях		
3,20	—	1,0	1,0
3,30	—	1,5	1,6
3,40	2,8	3,0	3,0
3,50	4,5	4,8	5,0
3,60	6,5	7,3	7,5
3,70	9,1	11,0	11,1
3,80	10,0	13,2	13,5
3,85	—	13,9	—
3,95	11,3	14,6	14,9

Из этих измерений следует, что при $U_i = 25 \text{ V}$ увеличение анодного напряжения выше 60 V практически не влияет на силу анодного тока.

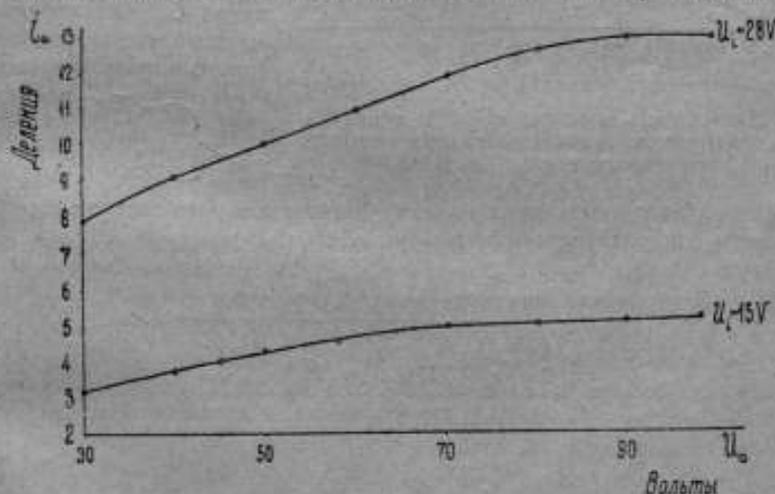


Рис. 8. Зависимость анодного тока от напряжения на внешнем аноде магнетрона при разных значениях напряжения на внутреннем аноде

т. е. при $U_i = 25 \text{ V}$ и при $U_a = 60 \text{ V}$ мы имеем дело с током насыщения. Кроме того видно, что при указанных значениях анодных напря-

жений нет надобности брать ток накала больше, чем 3,85—3,90 А. Дальнейшее увеличение тока накала мало сказывается на общем анодном токе вследствие усиливающегося влияния объемных зарядов.

В табл. 8 и на рис. 8 приведены результаты измерения зависимости анодного тока от напряжения на внешнем аноде, произведенные при токе накала равном 3,8 А и при двух значениях напряжения $U_i = 15$ В и 28 В.

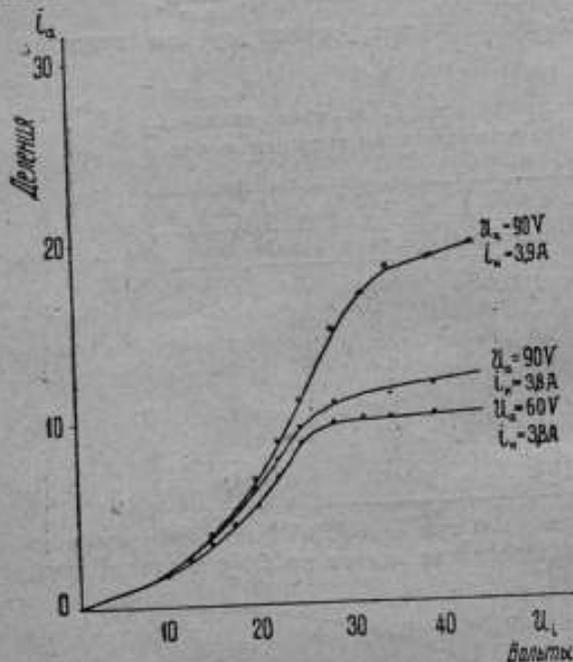


Рис. 9. Зависимость анодного тока от напряжения на внутреннем аноде при разных режимах магнетрона.

измерялась при разных токах накала и разных анодных напряжениях U_a . Результаты этих измерений приведены в табл. 9 и на рис. 9.

Таблица 9
Зависимость анодного тока i_a от напряжения U_i

U_i в вольтах	$I_H = 3,8$ А $U_a = 60$ В	$I_H = 3,8$ А $U_a = 90$ В	$I_H = 3,9$ А $U_a = 90$ В
	Сила анодного тока, в делениях		
0	0	0	0
10,0	1,8	1,5	1,5
15,0	3,3	4,0	4,0
20,0	5,5	6,2	6,9
25,0	9,0	9,8	11,2
30,0	10,2	11,2	17,0
40,0	10,3	12,0	19,0
45,0	10,3	12,5	19,8

Таблица 8
Зависимость анодного тока i_a от напряжения U_a

U_a в вольтах	$U_i = 15$ В	$U_i = 28$ В
	Сила анодного тока, в делениях	
30	3,3	10,0
50	4,2	12,0
70	4,9	14,0
90	5,1	15,0
110	5,2	—

Данные этих измерений показывают, что изменение анодного напряжения U_a мало влияет на анодный ток, величина которого определяется главным образом напряжением U_i .

Зависимость анодного тока от напряжения U_i

Результаты, помещенные в первых двух графах табл. 9, подтверждают сделанное выше заключение, что изменение внешнего анодного напряжения при постоянном токе накала мало влияет на силу анодного тока. Кривая зависимости i_a от U_I (см. рис. 9) имеет тот же характер, как и зависимость анодного тока от анодного напряжения в двухэлектродной лампе, т. е. удовлетворяет в средней своей части закону „трех вторых“. Величина напряжения U_I , при которой получается ток насыщения, зависит от силы тока накала, так как с увеличением электронной эмиссии происходит увеличение влияния пространственных зарядов, для компенсации которого необходимо создавать большее ускоряющее поле. Зависимость между силой тока накала и напряжением U_I , при котором наступает насыщение, дана в табл. 10.

Сопоставляя все полученные результаты, можно сделать заключение, что при токе накала около 3,8 А ток насыщения будет при $U_I = 27$ В и $U_a = 60$ В.

Следующим этапом работы было измерение чувствительности магнетрона в полях различной напряженности и при различных режимах, т. е. при разных токах накала и анодных напряжениях. Схема измерения приведена на рис. 10. Магнитное поле получалось внутри катушки длиной 30 см и диаметром 6 см с постоянной равной $41,96 \frac{\text{Oe}}{\text{A}}$. Анодное напряжение подавалось от реостата, включенного в сеть напряжением 120 В.

Процесс измерения заключался в следующем. Устанавливался определенный режим в магнетроне, и затем измерялся анодный ток при различных токах в намагничивающей катушке.

В табл. 11 даны результаты измерений зависимости анодного тока от напряженности магнитного поля в пределах от 0 до H_n , произведенные с тремя измерительными приборами различной чувствительности.

При измерениях с гальванометром приходилось пользоваться компенсационной схемой, изображенной на рис. 11; сопротивление в цепи гальванометра подбиралось так, чтобы при $H = 0$ через гальванометр никакого тока не проходило. В таком случае при возникновении внешнего поля отклонение гальванометра прямо пропорционально числу электронов, отклонившихся под действием поля.

Таблица 10
Зависимость напряжения насыщения U_I от силы тока накала i_H

i_H в амперах	U_I в вольтах
3,70	20
3,75	25
3,80	27
3,85	32
3,90	36

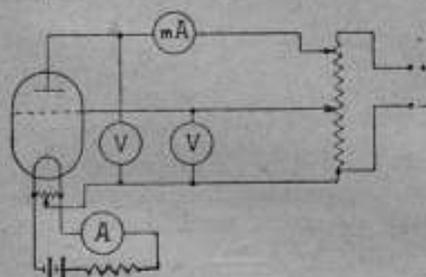


Рис. 10. Схема исследования магнетрона новой конструкции.

Зависимость анодного тока i_a от напряженности внешнего магнитного поля H

Миллиамперметр с постоянной $0,1 \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$		Миллиамперметр с постоянной $0,03 \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$		Гальванометр с постоянной $1,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$	
$i_H = 3,75 \text{ A}; U_a = 40 \text{ V}$ $U_i = 25 \text{ V}$		$i_H = 3,70 \text{ A}; U_a = 40 \text{ V}$ $U_i = 25 \text{ V}$		$i_H = 3,75 \text{ A}; U_a = 80 \text{ V}$ $U_i = 25 \text{ V}$	
H в эрстедах	i_a в делениях	H в эрстедах	i_a в делениях	H в эрстедах	i_a в делениях
0	10,4	0	29	0	0
4,2	13,0	4,2	32	0,039	8,5
8,4	14,0	8,4	39	0,079	18,0
				0,157	27,0
16,8	18,0	13,0	44	0,236	56,0
				0,315	77,0
20,0	20,0	15,5	48	0,394	95,0
23,5	22,0	18,4	52		
28,0	23,5	21,0	56		
29,4	23,0				
31,8	20,0	22,6	60		
33,1	17,5				
		27,3	64		
		30,2	63		
		31,0	60		
		31,8	55		

На рис. 12 графически представлены результаты измерений, полученные с миллиамперметрами в качестве измерительных приборов. Кривая 1 относится к измерениям с миллиамперметром, имеющим постоянную

$0,1 \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$, а кривая 2 — к измерениям с миллиамперметром с постоянной $0,03 \frac{\text{mA}}{\text{дел}}$.

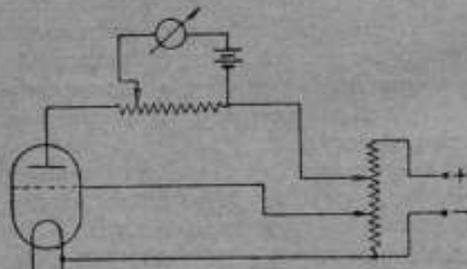


Рис. 11. Компенсационная схема при измерениях изменения анодного тока гальванометром.

Если обозначить постоянную измерительного прибора по отношению к магнитному полю через K и вычислить среднюю постоянную в интервале полей от 0 до $H_{\text{н}}$, то для миллиамперметров получаем постоянные $K = 2,1 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$ и $K =$

$= 0,73 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$, а для гальванометра — $K = 0,0043 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$.

Выражая постоянную в эрстедах на миллиампер, видим, что для исследуемого магнетрона $K = 21 \frac{\text{Oe}}{\text{mA}}$, в то время как для магнетрона обычной конструкции $K = 0,2 - 0,3 \frac{\text{Oe}}{\text{mA}}$. Таким образом, чувствительность нового магнетрона примерно в 100 раз меньше, чем чувствительность магнетрона обычной конструкции.

Из рис. 12 видно, что зависимость анодного тока от напряженности магнитного поля не является прямолинейной, т. е. чувствительность на

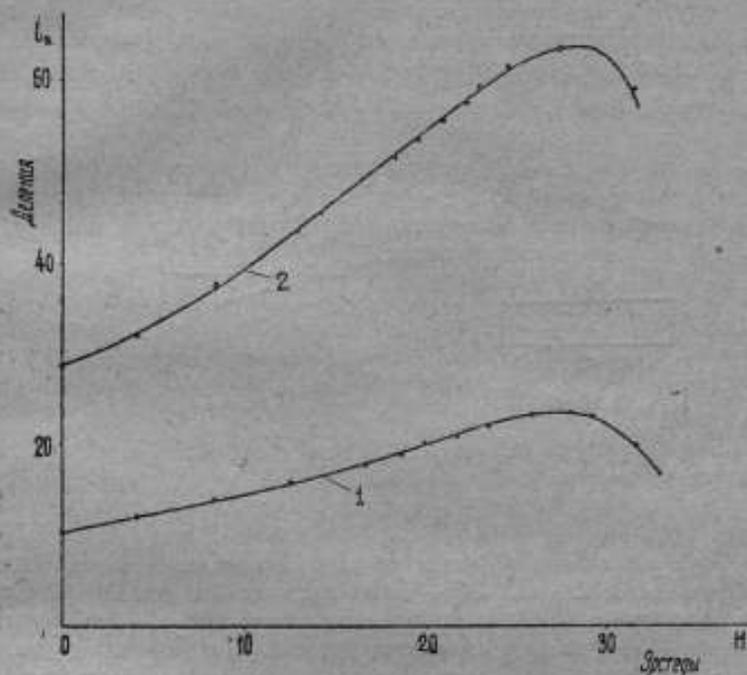


Рис. 12. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при измерении приборами различной чувствительности.

одинакова в полях различной напряженности. Например, если вычислить среднюю постоянную в полях от 0 до 4 Oe для одного из миллиамперметров, то получим $K = 2,8 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$, для средней же постоянной от 20 Oe до 24 Oe, $K = 1,8 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$, т. е. почти в 1,5 раз меньше. Наиболее быстрое изменение постоянной происходит в слабых полях, в полях же, близких к критическому, зависимость анодного тока от магнитного поля носит почти прямолинейный характер. Можно предположить, что отклонение от прямолинейной зависимости объясняется влиянием электростатического притяжения электронов со стороны внутреннего анода, что наи-

более сильно должно сказываться при малых напряженностях магнитного поля. Вывести математическую зависимость анодного тока от внешнего поля в данном случае не представляется возможным, вследствие весьма сложного распределения потенциалов внутри магнетрона с двумя анодами.

Относительно чувствительности магнетрона можно сказать, что она, вообще говоря, должна зависеть как от общего числа электронов, вылетающих из нити в единицу времени (т. е. от плотности электронного потока), так и от скорости электронов, и аналитическую зависимость можно получить из следующих рассуждений. Обозначим через a и b ширину и длину одной из пластин внутреннего анода (рис. 13). Тогда общий анодный ток, проходящий через такую пластинку, будет равен

$$i_a = neab, \quad (8)$$

где n — число электронов, попадающих на единицу поверхности пластинки в единицу времени, а e — заряд одного электрона. При возникновении внешнего поля напряженностью ΔH весь электронный поток

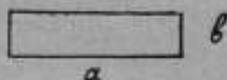


Рис. 13.

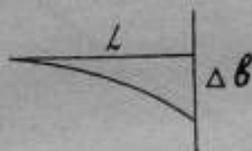


Рис. 14.

сместится в сторону на величину Δb и ток, проходящий через пластинку, уменьшится на величину

$$\Delta i = nea\Delta b. \quad (9)$$

На такую же величину возрастет ток, проходящий через внешний анод. Пусть далее L (рис. 14) — длина пути, на котором электрон испытывает воздействие со стороны внешнего поля ΔH , v — начальная скорость и Δv — приращение скорости, перпендикулярное к направлению движения электрона. Тогда, ввиду малости величины Δb по сравнению с L , можем написать

$$\frac{\Delta b}{L} = \frac{\Delta v}{v}, \quad (10)$$

откуда

$$\Delta b = L \frac{\Delta v}{v}.$$

Приращение же скорости Δv выражается уравнением

$$\Delta v = a\tau = \frac{F}{m}\tau,$$

где a — ускорение электрона, сообщаемое ему магнитным полем, τ — время, в течение которого электрон проходит путь L , F — сила, действующая на электрон, и m — масса электрона.

Так как

$$F = \Delta Hev$$

и

$$\tau = \frac{L}{v},$$

то, подставляя эти значения в формулу (10), получаем

$$\Delta b = \frac{\Delta HeL^2}{mv}, \quad (11)$$

т. е. величина отклонения электрона прямо пропорциональна напряженности внешнего поля и обратно пропорциональна скорости электрона. Подставляя же выражение (11) в формулу (9), имеем

$$\Delta i_a = nea \frac{eL^2}{mv} \Delta H.$$

Отсюда чувствительность магнетрона

$$S = \frac{\Delta i_a}{\Delta H} = \frac{ne^2 a L^2}{mv} = A \frac{n}{v}, \quad (12)$$

где A — некоторая величина, постоянная для данного магнетрона.

Число электронов n , в общем случае, является функцией как тока накала, так и анодного напряжения, но в области насыщения оно зависит только от тока накала, хотя только до некоторой предельной силы тока, после которой дальнейшее увеличение i_H не вызывает усиления анодного тока, вследствие влияния объемных зарядов.

Пологая, что до насыщения

$$n = f(i_H) U^{3/2},$$

где функция $f(i_H)$ выражается формулой Ричардсона, и

$$v = k U^{1/2},$$

где k — некоторый коэффициент пропорциональности, получаем

$$S = A' f(i_H) U, \quad (13)$$

где

$$A' = \frac{A}{k},$$

т. е. при анодных напряжениях меньше напряжения насыщения, чувствительность будет находиться в прямой зависимости от тока накала и от анодного напряжения. В области же насыщения n является функцией только i_H , поэтому,

$$S = \frac{A}{k} \frac{f(i_H)}{U^{1/2}} = A' \frac{f(i_H)}{U^{1/2}}. \quad (14)$$

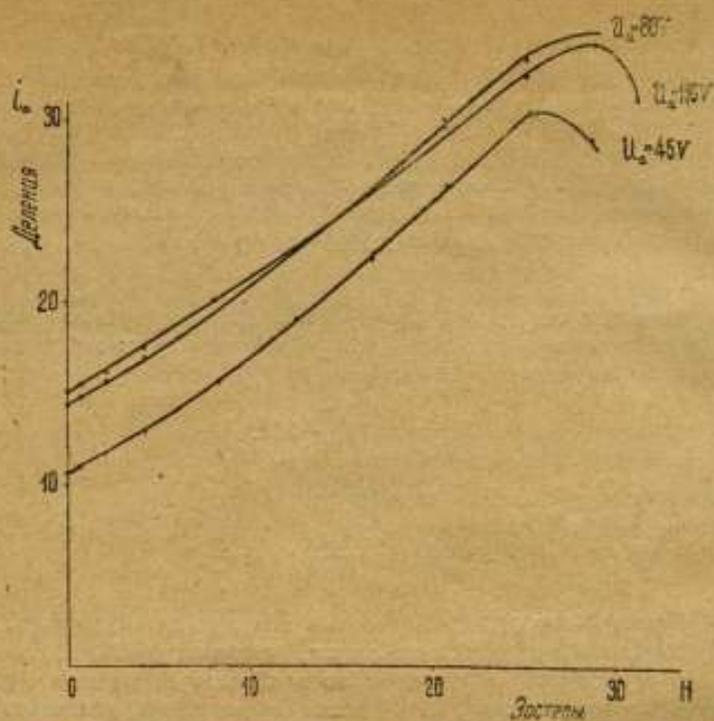


Рис. 15. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при различных напряжениях на внешнем аноде.

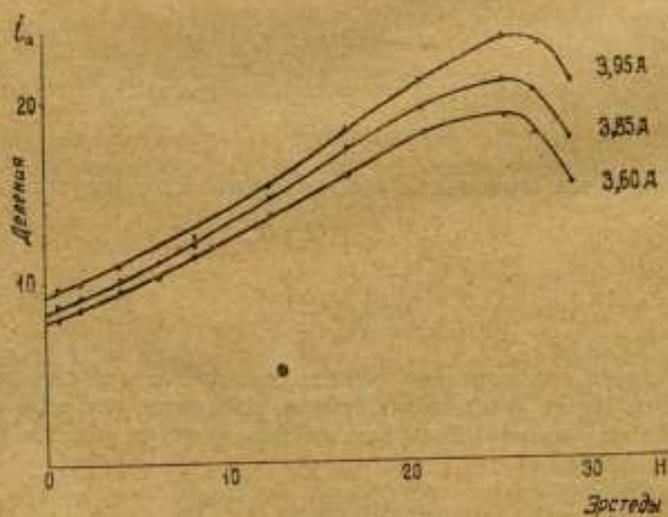


Рис. 16. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при различных токах накала.

Таким образом, если увеличение анодного напряжения вызывает усиление анодного тока, то чувствительность увеличивается с увеличением U_a , если же возрастание анодного напряжения происходит в области выше насыщения, то чувствительность изменяется обратно пропорционально $U_a^{1/2}$. Для проверки правильности теоретических выводов были произведены измерения зависимости анодного тока от напряженности магнитного поля при различных режимах в магнетроне. Все измерения проводились в полях от 0 до H_n . Полученные результаты приведены на рис. 15—17.

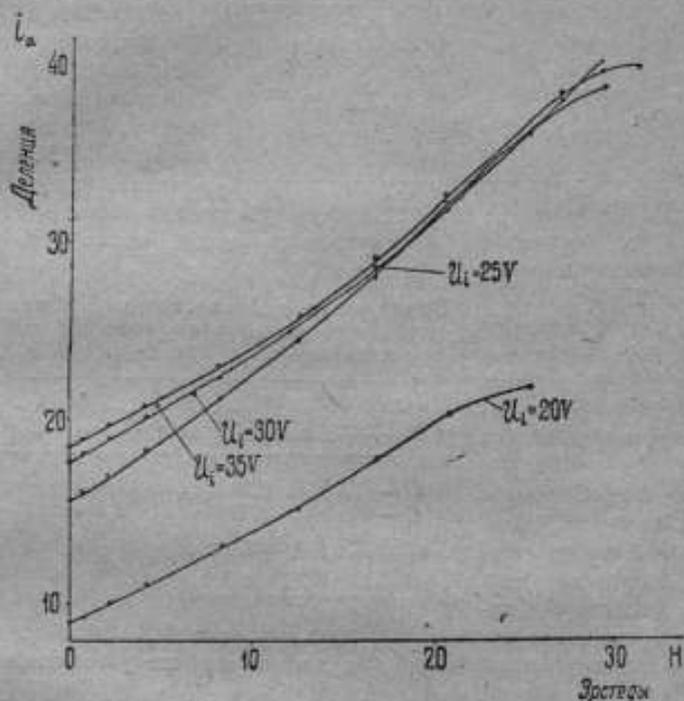


Рис. 17. Зависимость анодного тока от напряженности внешнего магнитного поля при различных напряжениях на внутреннем аноде.

Если, пользуясь данными рис. 15, 16 и 17, вычислить для каждой кривой среднюю постоянную измерительного прибора для различных интервалов напряженности поля, то получим ряд значений, приведенных в табл. 12—14.

Из табл. 12 следует, что начиная с $U_a = 80$ В, т. е. с потенциала насыщения, увеличение анодного напряжения вызывает увеличение постоянной, как это и следует из формулы (14). Кроме того, с возрастанием U_a уменьшается изменение постоянной вдоль шкалы прибора.

Результаты вычислений, помещенные в табл. 13, показывают, что при возрастании тока накала постоянная уменьшается. Зависимость эта выражена не очень резко,

Значения средней постоянной K миллиамперметра для интервалов поля ΔH при различных анодных напряжениях U_a и при $i_H = 3,7 A$ и $U_i = 20 V$

ΔH в эрстедах	$U_a = 45 V$	$U_a = 80 V$	$U_a = 110 V$
0 — 5	1,70	1,60	1,50
0 — 10	1,56	1,54	1,56
0 — 15	1,44	1,42	1,50
0 — 20	1,22	1,33	1,46
0 — 24	1,28	1,30	1,44

$U_i = 25 V$. Обращаясь к предыдущим измерениям зависимости анодного тока от напряжения на внутреннем аноде, видим, что анодный ток достигает насыщения при $U_i = 27 V$. Таким образом, возрастание постоянной, при увеличении U_i выше 27 V, хорошо согласуется с результатами теоретических вычислений.

На основании произведенных измерений можно сделать заключение, что для получения наименьшей постоянной необходимо брать такие значения анодных напряжений, при которых анодный ток достигает насыщения, при дальнейшем же увеличении U_i или

ражена не очень резко, что также подтверждает теорию, так как при $U_i = 20 V$ увеличение тока накала выше 3,75 A в очень малой степени увеличивает силу анодного тока (см. рис. 7).

Из табл. 14 следует, что при возрастании анодного напряжения U_i постоянная сначала уменьшается, а затем начинает возрастать. Минимальное значение находится около

Значения средней постоянной K миллиамперметра для интервалов поля ΔH при разных токах накала i_H и при $U_a = 75 V$ и $U_i = 20 V$

ΔH в эрстедах	$i_H = 3,60 A$	$i_H = 3,85 A$	$i_H = 3,95 A$
0 — 5	2,50	2,45	2,48
0 — 10	2,30	2,20	2,18
0 — 15	2,12	1,97	1,94
0 — 20	2,00	1,88	1,84
0 — 22	2,01	1,88	1,82

Значения средней постоянной K миллиамперметра для интервалов поля ΔH при разных напряжениях U_i на внутреннем аноде и при $i_H = 3,80 A$ и $U_a = 80 V$

ΔH в эрстедах	$U_i = 20 V$	$U_i = 25 V$	$U_i = 30 V$	$U_i = 35 V$
0 — 5	2,20	1,67	1,97	2,00
0 — 10	2,00	1,52	1,76	1,88
0 — 15	1,90	1,43	1,57	1,80
0 — 20	1,82	1,32	1,46	1,56
0 — 22	1,78	1,29	1,44	1,53

U_n постоянная начинает увеличиваться. Особенно сильное влияние на постоянную оказывает изменение напряжения на внутреннем аноде. При возрастании тока накала постоянная всегда уменьшается в той или иной степени.

Таким образом экспериментальные данные полностью подтверждают приведенные выше теоретические выводы.

Такие же измерения были произведены со стрелочным гальванометром с постоянной $0,12 \cdot 10^{-6} \frac{\text{А}}{\text{дел}}$, для напряженностей поля от 0 до

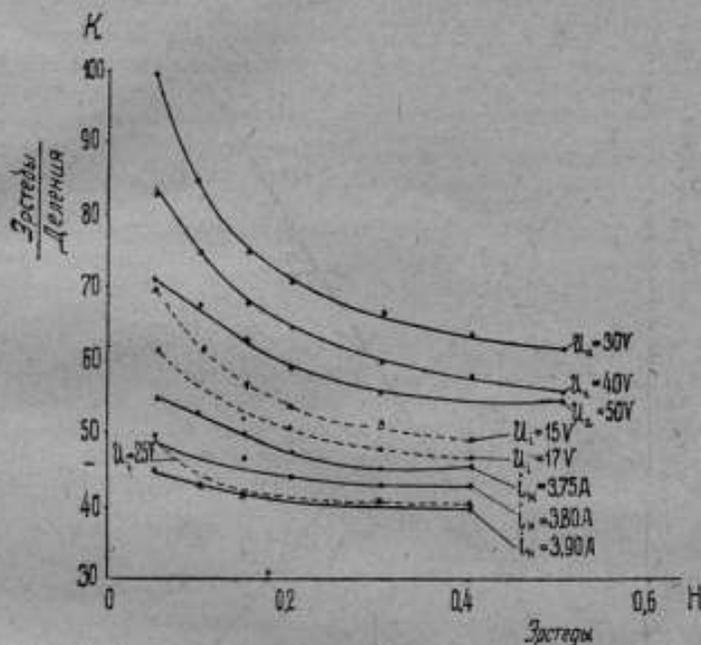


Рис. 18. Зависимость постоянной гальванометра от напряженности магнитного поля при различных режимах магнетрона.

0,4 Oe, причем пользовались компенсационной схемой, изображенной на рис. 11. На основании полученных результатов измерений вычерчивались кривые зависимости изменения анодного тока от напряженности магнитного поля при различных режимах в магнетроне и из них вычислялись значения средней постоянной гальванометра. Это давало возможность судить о влиянии режима магнетрона на его чувствительность в слабых полях. Результаты вычислений приведены на рис. 18.

Из измерений следует, что с увеличением анодного напряжения постоянная уменьшается, т. е. получается подтверждение формулы (13). Изменение постоянной вдоль шкалы прибора уменьшается с увеличением анодного напряжения. Особенно резко это заметно при увеличении напряжения на внешнем аноде, что говорит в пользу высказанного выше предположения о причине этого явления. В тех случаях, когда желат-

тельно иметь неизменную постоянную волю шкалы прибора, нужно брать возможно большее анодное напряжение, хотя это связано с уменьшением чувствительности. Наиболее лучшим режимом работы следует считать такой: $i_H = 3,9 \text{ A}$, $U_a = 80 \text{ V}$ и $U_l = 25 \text{ V}$, при этом постоянная равна примерно $20 \frac{\text{Oe}}{\text{дел}}$. Все приведенные в этой главе измерения производились при таком направлении внешнего магнитного поля, которое вызывает усиление анодного тока на внешнем аноде. В табл. 15 и на рис. 19 приведены результаты измерений с гальванометром зависимости анодного тока

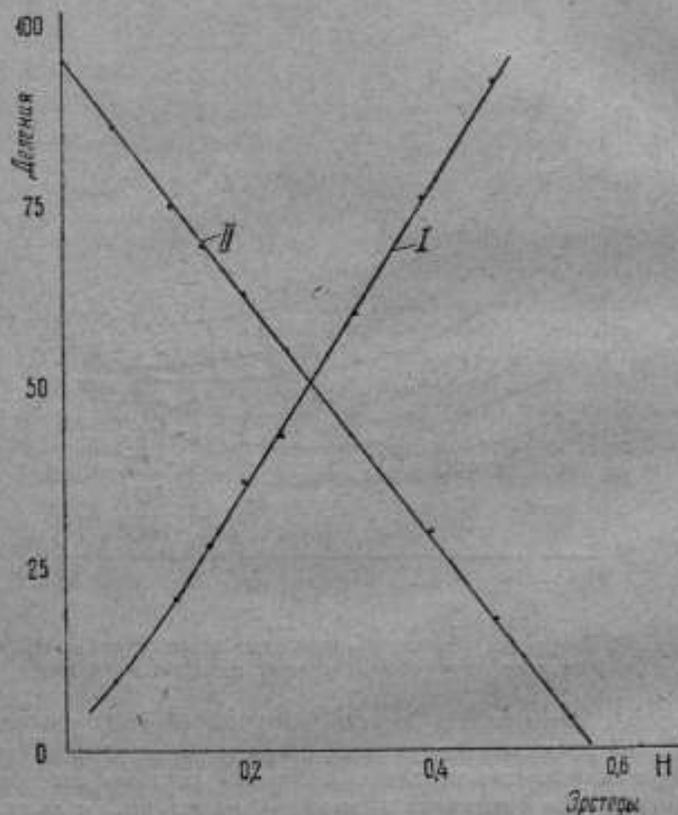


Рис. 19. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля при двух взаимно противоположных направлениях его.

от напряженности магнитного поля при двух взаимно противоположных направлениях его (I и II) и при одинаковом режиме в магнетроне.

Измерения показывают, что при таком направлении тока, которое вызывает уменьшение анодного тока, чувствительность получается меньшей, чем при обратном направлении, но за то она имеет одно и то же значение вдоль всей шкалы. Поэтому, в случае применения измеритель-

ных приборов достаточной чувствительности (такой, чтобы начальный анодный ток при $H = 0$ давал отклонение в последней части шкалы) и при измерении полей до 0,5 Ое удобнее пользоваться именно таким направлением поля.

При измерениях чувствительности магнетрона, произведенных в разные периоды его работы, оказалось, что магнетрон обладает недостатком, присущим всем электронным лампам, а именно в течение работы магнетрона происходит изнашивание нити, вследствие чего электронная эмиссия, вызываемая одним и тем же током накала, непрерывно увеличивается, и в связи с этим уменьшается постоянная при данном токе накала.

В табл. 16 даны результаты определения постоянной гальванометра при одном и том же режиме магнетрона, произведенные в разные периоды времени его работы.

Ввиду этого, при измерениях с магнетроном нельзя пользоваться раз навсегда произведенной градуировкой, а время от времени необходимо повторять ее. При измерениях же, произведенных каждое через 6 часов после непрерывной работы магнетрона, оказалось, что изменение чувствительности не превышает погрешности измерения.

Таблица 16

Время измерения	K эвстеды деление
Май	0,0084
Июнь	0,0079
Август	0,0066
Сентябрь	0,0050

конструкции, но только коэффициенты, входящие в основную формулу погрешности, будут несколько иные. Анодный ток в настоящем случае является функцией четырех переменных — тока накала i_H , анодных напряжений на внутреннем и внешнем анодах U_I и U_a и напряженности внешнего поля H , т. е.

$$i_a^* = f(i_H, U_I, U_a, H).$$

Тогда изменение анодного тока Δi_a в зависимости от изменений всех переменных в первом приближении выразится уравнением

$$\Delta i_a = \frac{\partial f}{\partial i_H} \Delta i_H + \frac{\partial f}{\partial U_I} \Delta U_I + \frac{\partial f}{\partial U_a} \Delta U_a + \frac{\partial f}{\partial H} \Delta H.$$

Таблица 15

Зависимость анодного тока i_a от напряженности магнитного поля H при двух направлениях его и при $i_H = 3,7A$, $U_a = 45V$ и $U_I = 17V$

H в эвстедах	I направле- ние поля	II направле- ние поля
	i_a в делениях	i_a в делениях
0	0	95
0,055	9	86
0,079	12	82
0,118	21	75
0,197	37	63
0,236	43	58
0,315	60	43
0,473	82	18

5. Погрешности измерений.

В первой части данной работы приведена методика вычислений погрешности измерений напряженности поля при помощи магнетрона обычной конструкции. Та же самая методика расчета остается верной и в применении к магнетрону данной

Для того, чтобы измерения внешнего поля были возможны с определенной точностью, необходимо, чтобы сумма первых трех членов этого выражения не превосходила допустимой погрешности в измерении изменения анодного тока, т. е.

$$\frac{\partial f}{\partial i_H} \Delta i_H + \frac{\partial f}{\partial U_I} \Delta U_I + \frac{\partial f}{\partial U_a} \Delta U_a \leq \delta \Delta i_a.$$

Частные производные от функции f представляют собой изменения анодного тока при изменении соответствующей переменной на единицу и могут быть вычислены по данным табл. 8, 9 и 10.

Производя соответствующие вычисления, получаем

$$\frac{\partial f}{\partial i_H} = 1,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{А}}{\text{А}}; \quad \frac{\partial f}{\partial U_I} = 10^{-5} \frac{\text{А}}{\text{В}}; \quad \frac{\partial f}{\partial U_a} = 3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{А}}{\text{В}}.$$

Отсюда условие постоянства анодного тока представится в форме

$$1,4 \cdot 10^{-3} \Delta i_H + 10^{-5} \Delta U_I + 3 \cdot 10^{-6} \Delta U_a \leq \delta \Delta i_a. \quad (15)$$

Считая изменения Δi_H , ΔU_I и ΔU_a равновероятными, мы можем заменить условие (15) тремя условиями, умножая каждый коэффициент на 3.

$$4,2 \cdot 10^{-3} \Delta i_H \leq \delta \Delta i_a; \quad 3 \cdot 10^{-5} \Delta U_I \leq \delta \Delta i_a; \quad 0,9 \cdot 10^{-5} \Delta U_a \leq \delta \Delta i_a,$$

причем сила тока в этих неравенствах должна быть выражена в амперах, а напряжение — в вольтах. Анодный ток измеряется приборами (миллиамперметром или гальванометром) с различными постоянными, поэтому, обозначая через C_a постоянную прибора, выраженную в амперах на деление, и через Δn — погрешность отсчета по прибору, предыдущие неравенства можно написать:

$$4,2 \cdot 10^{-3} \Delta i_H \leq C_a \Delta n; \quad 3 \cdot 10^{-5} \Delta U_I \leq C_a \Delta n; \quad 0,9 \cdot 10^{-5} \Delta U_a \leq C_a \Delta n. \quad (16)$$

Если мы желаем, чтобы погрешность в отсчете Δn для любого прибора не превосходила 0,2 деления, то из неравенств (16) следует, что степень постоянства, с какой нужно поддерживать ток накала и анодные напряжения, зависит от постоянной измерительного прибора. Относительная же точность измерения, получающаяся при выполнении условия (16), зависит от величины отсчета n . Так, например, если n имеет значение, равное 10, то $\frac{\Delta n}{n} = 2\%$; при $n = 100$, $\frac{\Delta n}{n} = 0,2\%$.

При работе с миллиамперметром, постоянная которого $C_a = 10^{-4} \frac{\text{А}}{\text{дел}}$, и при требовании, что Δn не должно превосходить 0,2 деления, из неравенств (16) получаем следующие условия: колебания тока накала не должны превышать 5 мА, т. е. $\Delta i_H \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{А}$, колебания напряжения на внутреннем аноде — 0,7 В, т. е. $\Delta U_I \leq 0,7 \text{В}$, и колебания напряжения на внешнем аноде — 2 В, т. е. $\Delta U_a \leq 2 \text{В}$.

Так как в обычных условиях работы магнетрона ток накала равен 3,8 А и анодные напряжения на внешнем и внутреннем анодах соответ-

ственно равны 60 В и 25 В, то в относительных единицах получаем следующие неравенства:

$$\frac{\Delta I_H}{I_H} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{3,8} \cdot 100\% = 0,13\%,$$

$$\frac{\Delta U_I}{U_I} = \frac{0,7}{25} \cdot 100\% = 2,8\%,$$

$$\frac{\Delta U_a}{U_a} = \frac{2}{60} \cdot 100\% = 3,3\%.$$

Для измерительного прибора с постоянной $C_a = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\Lambda}{\text{дел.}}$ условия для постоянства тока накала и анодных напряжений будут такими:

$$\Delta I_H \leq 1,5 \cdot 10^{-3} \Lambda; \quad \Delta U_I \leq 0,2 \text{ В}, \quad \Delta U_a \leq 0,7 \text{ В},$$

или в относительных единицах:

$$\frac{\Delta I_H}{I_H} \leq 0,04\%; \quad \frac{\Delta U_I}{U_I} \leq 0,8\%; \quad \frac{\Delta U_a}{U_a} \leq 1,2\%.$$

Для гальванометра с $C_a = 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{\Lambda}{\text{дел.}}$ режим магнетрона должен поддерживаться с гораздо большей точностью, а именно из неравенства (16) получаем

$$\Delta I_H \leq 2 \cdot 10^{-6} \Lambda, \quad \Delta U_I \leq 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ В}, \quad \Delta U_a \leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ В};$$

$$\frac{\Delta I_H}{I_H} \leq 5 \cdot 10^{-5}\%; \quad \frac{\Delta U_I}{U_I} \leq 3 \cdot 10^{-3}\%; \quad \frac{\Delta U_a}{U_a} \leq 5 \cdot 10^{-3}\%.$$

Из приведенных вычислений следует, что выполнение условий постоянства режима не представляет трудностей для первых двух измерительных приборов. Иначе говоря, точность измерений в полях 10—25 Ое равна точности, с которой можно производить отсчеты по измерительному прибору. В слабых же полях, порядка 0,1—0,5 Ое, когда придется пользоваться более чувствительным прибором, поддержание постоянства режима с необходимой точностью весьма затруднительно, поэтому колебания стрелки прибора могут превосходить допустимую погрешность отсчета, и точность определения будет значительно меньше. Но при относительных измерениях, где напряженность поля получается как разность двух отсчетов прибора, постоянство режима в промежуток времени между двумя отсчетами может быть выполнено без особых затруднений. Для таких случаев измерение слабых полей с необходимой степенью точности вполне возможно.

В табл. 17 приведены результаты измерения постоянной гальванометра K в полях различной напряженности. Из этой таблицы видно, что погрешность отсчета получалась порядка 0,5 деления, что в среднем дает относительную точность измерения в 1%.

Постоянная гальванометра при измерении магнитных полей разных напряженностей

H в эрстедах	α дсленни	α среднѣе	K эрстеды дсленни
0,157	29 29 28 28	28,5	0,00550
0,236	44 43 44 43	43,5	0,00545
0,315	57 58 59 58	58	0,00547
0,393	74 73 72 73	73	0,00540

Далее были сделаны попытки измерения и более слабых полей, порядка 0,001 Ое, причем в качестве измерительного прибора применялся гальванометр с постоянной $10^{-8} \frac{\text{А}}{\text{дсл}}$. При этом оказалось, что погрешность измерения очень велика вследствие изменений режима работы схемы гальванометра, заметно влияющих на положение нуля. Таким образом измерение малых полей, порядка тысячных долей эрстеда, требует особых изменений в схеме, гарантирующих желаемую устойчивость режима, а также и большую тщательность в изготовлении самого магнетрона.

В заключение можно сказать, что магнетрон новой конструкции пригоден для измерения напряженности магнитного поля в пределах от 0,1 до 25 Ое с точностью 1—2% и имеет преимущество перед типом магнетрона, применявшимся ранее, в том, что он не требует специальной поляризующей катушки. Это значительно упрощает измерительную схему. К числу недостатков указанного магнетрона следует отнести меньшую его чувствительность по отношению к магнитному полю при одинаковых внешних размерах.

Г. К. ЯГОЛА

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНЫХ ПОТЕНЦИАЛОМЕТРОВ

Магнитодвижущая сила между двумя любыми точками поля выражается линейным интегралом от напряженности поля, взятым вдоль произвольного пути:

$$F = \int_A^B (Hdl). \quad (1)$$

Экспериментально это интегрирование может быть выполнено при помощи катушек, ось которых располагается вдоль желаемого пути интегрирования. Эти катушки, предложенные в 1887 г. Чаттоком (Chattok) и практически примененные в 1912 г. Роговским и Штейнгаузом (Rogowski und Steinhaus), получили название магнитных потенциалометров [1, 2]. В настоящее время магнитные потенциалометры находят широкое применение в практике испытаний магнитных материалов и постоянных магнитов, а также при исследовании полей рассеяния электромагнитных механизмов.

Принцип действия магнитных потенциалометров заключается в следующем. При всяком изменении магнитного потока, сцепляющегося с катушкой, на зажимах последней возникает ЭДС, которая может быть измерена одним из существующих методов. Если между точками *A* и *B* (рис. 1) в магнитном поле расположить катушку с равномерно распределенными витками равного сечения, то МДС можно выразить в функции полного магнитного потока сцепления с катушкой.

Магнитный поток сцепления на элементе длины катушки *dl* будет равен

$$d\Phi = (\mu_0 H s w dl), \quad (2)$$

где *H* — напряженность поля по оси катушки, *s* — поперечное сечение катушки, *w* — количество витков на 1 см длины катушки, μ_0 — проницаемость пустоты.

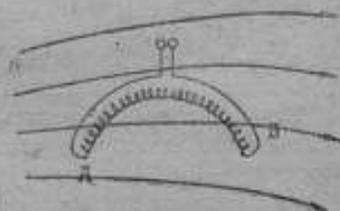


Рис. 1. Расположение габкого потенциалометра в магнитном поле.

Равенство это остается точным только в случае равномерного поля по сечению одного витка. Подставляя выражение (2) в формулу (1), получим

$$F = \frac{1}{\mu_0 s w} \int_{\lambda}^{\pi} d\Phi, \quad (3)$$

или

$$F = \frac{1}{\mu_0 s w} \Phi, \quad (4)$$

где Φ — полный поток сцепления.

Обычно при измерениях МДС в постоянном магнитном поле для определения полного магнитного потока сцепления служит баллистический гальванометр. Магнитный потенциалометр, присоединенный к баллистическому гальванометру, помещают между теми точками, где требуется измерить МДС, и потом быстро удаляют потенциалометр за пределы действия поля или устраняют поле, наблюдая при этом отклонение гальванометра.

Магнитодвижущую силу вычисляют по формуле:

$$F = \frac{1}{\mu_0 s w} \cdot C_b \alpha, \quad (5)$$

или

$$F = K_p \alpha, \quad (6)$$

где $s w$ — постоянная потенциалометра, C_b — постоянная баллистического гальванометра, α — отклонение гальванометра.

Если сечение s выразить в квадратных сантиметрах, а C_b в максвеллах на одно деление шкалы гальванометра, то F получится в гильбертах.

1. Типы магнитных потенциалометров

В зависимости от области применения магнитных потенциалометров, последние изготавливаются в виде катушек малого сечения с жестким или гибким каркасом из изолирующего материала. Намотка производится строго равномерно по всей длине каркаса из тонкой изолированной проволоки.

Магнитный потенциалометр с гибким каркасом не может обеспечить большой точности, так как гибкость его каркаса обуславливает изменение сечения и распределения витков по длине. Кроме того, условие гибкости потенциалометра не всегда позволяет наложить необходимое число витков для получения требуемой чувствительности при измерениях. Замена гибкого каркаса жестким частично устраняет эти недостатки, но таким потенциалометром можно измерять МДС только на одном и том же расстоянии, что ограничивает его применение.

Автором предлагается новый тип прямого потенциалометра, который, как увидим ниже, обладает рядом преимуществ. Идея такого потенциа-

лометра заключается в замене интегрирования напряженности поля по конечному пути между двумя точками A и B интегрированием от точки A до бесконечности и от бесконечности до точки B (рис. 2). Действительно, выражение (1) может быть заменено следующим:

$$F = \int_A^B (Hdl) = \int_A^{\infty} (Hdl) + \int_{\infty}^B (Hdl), \quad (7)$$

или

$$F = \int_A^{\infty} (Hdl) - \int_B^{\infty} (Hdl). \quad (8)$$

Интегрирование от любой точки до бесконечности оказывается возможным заменить интегрированием до некоторой точки, находящейся

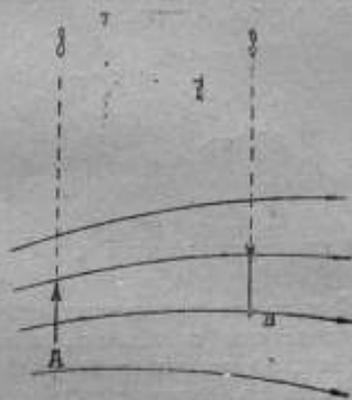


Рис. 2. Расположение прямого потенциометра в магнитном поле.

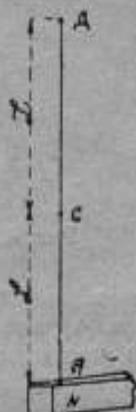


Рис. 3. Расположение прямого потенциометра при измерении МДС постоянного магнита.

на конечном расстоянии от начальной, где напряженность поля практически равна нулю. Таким образом для экспериментального интегрирования можно пользоваться прямым потенциометром конечной длины и практически, как показал опыт, она не превосходит длину потенциометров других типов. Это обстоятельство было проверено экспериментально на подковообразных магнитах. Прямолинейный потенциометр длиной $L = 40$ см располагался так, что его начальная точка C отстояла от поверхности магнита N на расстоянии AC , равном его длине CD (рис. 3). Удаляя потенциометр, мы должны получить отклонение гальванометра, пропорциональное МДС на участке CD .

При многократных измерениях отклонений гальванометра не наблюдалось, т. е. МДС оказывалась равной нулю (в пределах чувствительности измерительного устройства) и, следовательно, взятая длина потенциалометра была вполне достаточной.

Измерения с жестким прямым потенциалометром, по сравнению с гибким, имеют преимущества в отношении точности и чувствительности, так как в этом случае не представляет труда изготовить жесткий каркас со строго одинаковым сечением и поместить большее количество витков. Следует отметить также удобство в пользовании таким потенциалометром, так как размеры потенциалометра не связаны с расстоянием между точками, между которыми измеряется МДС. Особенно большое применение такой тип потенциалометров может иметь в практике исследований магнитных цепей постоянных магнитов и электромагнитов.

Определение МДС между двумя точками поля A и B при помощи прямого потенциалометра сводится к двум измерениям в точке A и в точке B . Для этого потенциалометр устанавливается вертикально



Рис. 4. Внешний вид потенциалометров.

одним концом в данной точке A и потом быстро удалится за пределы действия поля. При этом отсчитывается отклонение баллистического гальванометра, соединенного с обмоткой потенциалометра.

Магнитный потенциал вычисляется по формуле:

$$U_A = K_p \alpha_A. \quad (9)$$

Повторяя то же самое при измерении во второй точке B , получим:

$$U_B = K_p \alpha_B. \quad (10)$$

Магнитодействующая сила между рассматриваемыми точками A и B будет равна:

$$F_{AB} = U_A - U_B, \quad (11)$$

или

$$F_{AB} = K_p (\alpha_A - \alpha_B), \quad (12)$$

где $K_p = \frac{C_p}{\alpha_{\text{нр}}}$, α_A и α_B — отклонение гальванометра при измерениях в точках A и B .

Для исследования разных типов потенциалометров были изготовлены:

1. Гибкий потенциалометр. Каркас — из целлулоида длиной 500 мм и сечением 20×1 мм². Обмотка намотана в четыре слоя из медной проволоки ПШД диаметром 0,05 мм.

2. Жесткий потенциалометр в виде полукольца. Каркас — из пальмового дерева, внешний радиус 30 мм, внутренний радиус 25 мм, сечение 5×5 мм². Обмотка намотана в четыре слоя из медной проволоки ПШД диаметром 0,05 мм.

3. Прямой потенциалометр круглого сечения. Каркас — из фарфора длиной 400 мм, диаметром 7 мм. Обмотка намотана в четыре слоя из медной проволоки ПШД диаметром 0,05 мм.

Внешний вид потенциалометров показан на рис. 4.

2. Градуировка потенциалометров

Величиной, характеризующей тот или иной потенциалометр, является его постоянная sw . Эту постоянную можно определить непосредственным подсчетом по конструктивным данным и экспериментальным путем.

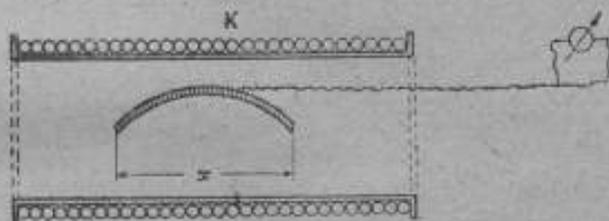


Рис. 5. Схема градуировки потенциалометра в соленоиде.

Последний способ более точен, особенно для гибких потенциалометров. Практически в большинстве случаев удобнее определять непосредственно величину $K_p = \frac{C_b}{sw}$.

Для экспериментального определения постоянной потенциалометра любой формы, последний помещается в однородное магнитное поле соленоида K (рис. 5). При выключении тока в соленоиде измеряется отклонение баллистического гальванометра, соединенного с обмоткой потенциалометра. Постоянная вычисляется по формуле:

$$sw = \frac{C_b a}{Hx} = \frac{C_b a}{K I x} \quad (13)$$

где sw — постоянная потенциалометра в сантиметрах, C_b — постоянная баллистического гальванометра в максвеллах на одно деление шкалы, a — отклонение гальванометра при выключении тока, I — сила тока в соленоиде, в амперах, x — расстояние между концами потенциалометра, в сантиметрах, K — постоянная соленоида, в эрстедах на 1 ампер.

Определение постоянной неоднородного поля по замкнутому контуру вокруг витков с током. В случае гибкого потенциалометра, последним охваты-

вдют витки катушки, образуя таким образом замкнутый контур, как это показано на рис. 6. Постоянная вычисляется по формуле:

$$szw = \frac{C_b \alpha}{0,4\pi w_1 I} \quad (14)$$

где szw — постоянная потенциаломера, в сантиметрах, C_b — постоянная баллистического гальванометра, в максвеллах на одно деление шкалы, α — отклонение гальванометра при выключении тока, w_1 — число витков катушки, I — сила тока в обмотке катушки, в амперах.

При градуировке жесткого потенциаломера определяются отклонения гальванометра при выключении тока в катушке, причем потенциаломер располагается последовательно на отдельных участках AB , A_1B_1 , A_2B_2 , A_3B_3 замкнутого контура, как показано на рис. 7. Постоянная вычисляется по формуле:

$$szw = \frac{C_b \Sigma \alpha}{0,4\pi w_1 I} \quad (15)$$

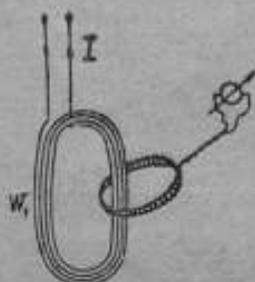


Рис. 6. Схема градуировки потенциаломера при охватывании витков с током.

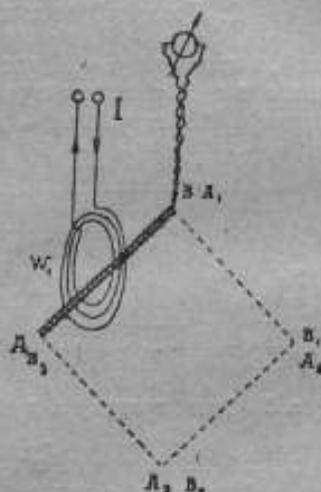


Рис. 7. Схема градуировки прямого потенциаломера.

где $\Sigma \alpha$ — сумма отклонений гальванометра при расположении потенциаломера на отдельных участках замкнутого контура.

В табл. I приведены результаты измерения вышеописанными способами постоянных для трех потенциаломеров.

Полученные расхождения в постоянной, измеренной различными способами для одного потенциаломера, можно объяснить недостаточной равномерностью обмотки и недостаточно постоянным сечением по длине потенциаломера. Как и следовало ожидать, наибольшие расхождения получены для гибкого потенциаломера, так как для него труднее обеспечить равномерность обмотки и постоянство сечения. Значительно легче это получить для прямого потенциаломера и, как видно из таблицы, расхождения в величинах постоянной для этого потенциаломера лежат в пределах точности баллистического метода измерений.

Постоянные потенциалометры

Тип потенциалометра	Постоянная потенциалометра u_0 , в сантиметрах		
	измеренная в однородном поле эллипсои- дальной катушки	измеренная путем суммирования поля по замкну- тому контуру	расхождение, в процентах
Гибкий	58,8	60,6	3,0
Жесткий полуколь- цевой	65,8	66,7	1,3
Жесткий прямой . .	121,1	122,1	0,8

3. Погрешности измерений

При теоретическом обосновании принципа действия потенциалометра необходимыми условиями являлись равномерность намотки витков и постоянство сечения по длине. При этом принималось, что напряженность поля в плоскости каждого витка одинакова. В неоднородном магнитном поле такое допущение справедливо только в случае бесконечно малого сечения потенциалометра. Очевидно, что для обеспечения большей точности измерения необходимо иметь возможно малое сечение потенциалометра.

Дать строгий анализ возникающих погрешностей от неоднородности поля, от неравномерности намотки и непостоянства сечения в общем случае не представляется возможным, ввиду сложности установления математических соотношений.

При идеальном соблюдении указанных выше требований, относительную погрешность измерения МДС потенциалометром можно определить в виде:

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta \beta}{\beta}, \quad (16)$$

где α — отклонение гальванометра при изменении МДС, β — отклонение гальванометра при градуировке потенциалометра, I — сила тока в обмотке катушки.

При обычных баллистических измерениях эта погрешность составляет примерно 0,8%.

При исследовании ферромагнитных материалов, постоянных магнитов и электромагнитов следует указать еще на одну погрешность, обусловленную неполным измерением МДС. Действительно, как бы близко не располагались первые витки концов потенциалометра к поверхности испытуемого объекта, всегда будет существовать зазор, на протяжении

которого имеется некоторое падение МДС, которое не будет измеряться потенциалометром. При точных измерениях это необходимо учитывать.

Поправка на падение потенциала на участке зазора определяется из выражения:

$$\Delta F = H_n \Delta l, \quad (17)$$

где H_n — нормальная составляющая напряженности поля вблизи поверхности испытуемого объекта, Δl — толщина зазора, практически равная толщине фланца потенциалометра.

Для вычисления этой поправки при каждом измерении необходимо определять величину H_n специальной измерительной катушкой. Особенно

Таблица 2

Измерения МДС постоянных магнитов

№ магнитов	Магнитодвижущая сила, в гильбертах		
	измеренная гибким потенциалометром	измеренная полукольцевым потенциалометром	измеренная прямым потенциалометром
1	1174	1220	1198
2	639	660	647

существенно учитывать эту поправку при исследовании магнитной цепи постоянных магнитов, у которых нормальная составляющая напряженности поля у поверхности может достигать очень больших значений. При толщине зазора 0,05 см между потенциалометром и поверхностью полюсов обычных подковообразных магнитов без арматуры эта поправка достигает 5%.

С вышеуказанными потенциалометрами были произведены сравнительные измерения магнитодвижущей силы постоянных магнитов и катушки, питаемой постоянным током.

Результаты этих измерений, приводимые в табл. 2 и 3, взяты как средние значения из многократных измерений. Постоянные потенциалометры были определены предварительно в однородном поле эллипсоидальной катушки.

Таблица 3

Измерения МДС катушки, питаемой постоянным током

Сила тока, в амперах	Магнитодвижущая сила, в гильбертах			
	вычисленная по формуле	измеренная гибким потенциалометром	измеренная полукольцевым потенциалометром	измеренная прямым потенциалометром
7,94	279	286	284	281
15,92	560	580	568	559

На основании приведенных выше соображений и данных табл. 2 и 3 можно рекомендовать прямой жесткий магнитный потенциалометр для широкого практического применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Chatto, Phil. Mag., т. 24, 1887 г., стр. 94.
2. W. Rogowski und W. Steinhaus, Archiv für Elektrotechnik, т. 1, № 4, 1912 г., стр. 141.
3. H. Neumann, A.T.M., L 35, 1934 г., J 64—1.
4. Е. Г. Шрамков, Магнитные измерения. Лит. изд. ЛНИИ, 1931 г.
5. Электрические и магнитные измерения, под ред. проф. Е. Г. Шрамкова, ОНТИ, 1937 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТОВ РАЗМАГНИЧЕНИЯ ПОЛОСОВЫХ ОБРАЗЦОВ

Определение магнитных характеристик материала в разомкнутой цепи баллистическим методом возможно, если наряду с измерением индукции, непосредственно измеряется и напряженность поля, или данные кривой намагничивания

$$B = f(H_e),$$

где H_e — напряженности внешнего поля, полученные в разомкнутой цепи, пересчитываются к условиям намагничивания в замкнутой цепи. В последнем случае для определения напряженности внутреннего поля H_i пользуются уравнением

$$H_i = H_e - NI = H_e - H_s,$$

где J — намагниченность образца, N — коэффициент размагничивания, H^0 — напряженность размагничивающего поля.

Таким образом здесь необходимо, кроме прочих параметров, знать коэффициент размагничивания N . Для некоторых тел правильной формы этот коэффициент может быть определен расчетом и, как показывает анализ намагничивания тел вращения второго порядка, является постоянной величиной при любых напряженностях намагничивающего поля [1]. Приблизительно этот коэффициент может быть вычислен, как показали работы Вюршмидта (Würschmidt), Неймана и Вармута (Neumann und Warmuth) и др., также и для цилиндров [1, 2].

Однако, для целей практики применение образцов цилиндрической формы не всегда удобно, так как большинство магнитно-мягких материалов изготавливается либо в форме листов, либо в форме сортового проката, поэтому методика измерений в разомкнутой магнитной цепи нуждается в определении коэффициентов размагничивания призматических образцов наиболее употребительных сечений. Существующая до сего времени методика определения коэффициентов размагничивания, разработанная Ланге (Lange), Штейнгаузом и Гумлихом (Steinhaus und Gumlich), Е. Г. Шрамковым [3, 4, 6] может быть сведена к двум основным методам: методу Ланге, предложенному в 1923 г., и методу, предложенному Шрамковым в 1927 г. и применяемому в магнитной лаборатории ВНИИМ.

Метод Ланге основан на определении идеальной кривой намагничивания, которая получается в разомкнутой магнитной цепи путем наложе-

нии на постоянное магнитное поле переменного магнитного поля, напряженность которого убывает до нуля. При намагничивании образца до насыщения основная кривая совпадает с идеальной, и при дальнейшем повышении намагничивающего поля обе кривые сливаются. Имея магнитное состояние материала, соответствующее некоторой точке A' прямолинейной части идеальной кривой (рис. 1), производят быстрое изменение постоянного поля до того значения, при котором основная и идеальная кривые практически совпадают. Зная величину индукции в точке B совпадения идеальной и основной кривых и измерив баллистическим гальванометром приращение индукции ΔB , можно вычислить индукцию B_{id} , соответствующую идеальному намагничению.¹ В пределах прямолинейного участка идеальной кривой могут быть применены следующие рассуждения. Безгистерезисное намагничение в замкнутой магнитной цепи должно осуществляться по прямой AB (рис. 1). Тот факт, что вместо этого идеальная кривая в разомкнутой магнитной цепи идет по кривой OAB должен быть объяснен наличием размагничивающего поля образца, причем в прямолинейной части этой кривой коэффициент размагничивания может быть определен из соотношения

$$N = 4\pi \frac{H_c}{B_{id}} = 4\pi \operatorname{tg} A'OA.$$

Кроме этого метода определения N , как уже указывалось, может быть применен метод, предложенный Шрамковым. В отличие от метода Ланге, здесь идеальная намагниченность, или соответствующая ей индукция, измеряется без нарушения магнитного состояния, в котором находится намагниченный образец. Так, если состояние образца соответствует точке A' идеальной кривой, то мы можем определить либо индукцию B_{id} сдвиганием с образца измерительной катушки, соединенной с баллистическим гальванометром, либо магнитный момент, соответствующий этому же состоянию, при помощи магнитометра.

При получении идеальной кривой обоими методами наблюдается ряд ошибок. Часть источников этих ошибок является общей для обоих методов, часть же присуща только какому-нибудь одному из них.

Общими факторами для обоих методов, определяющими идеальное намагничение, являются: частота и начальная величина переменного поля, накладываемого на постоянное поле при идеализации, соотношение геометрических размеров образца и связанная с этим степень однородности намагничения, магнитная твердость намагничиваемого образца и возможные механические напряжения, появляющиеся в образце.

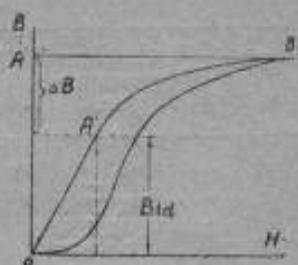


Рис. 1. Идеальная кривая намагничения в замкнутой и разомкнутой магнитной цепи.

¹ О методе получения идеального намагничения см. [4 и 6].

В настоящей работе все эти параметры были исследованы под углом зрения получения наиболее достоверного значения коэффициента размагничивания, действительно соответствующего безгистерезисной кривой намагничивания материала.

1. Влияние частоты переменного поля

Для изучения влияния частоты были взяты образцы магнитных материалов различной степени твердости и имеющие различный коэффициент размагничивания.

При одной и той же напряженности внешнего намагничивающего постоянного поля (2,4 Ое) производилась идеализация путем наложения переменного поля различной частоты напряженностью 3,6 Ое, постепенно убывающей до нуля.

Наложение осуществлялось при помощи намагничивающей обмотки, питаемой от вторичной обмотки трансформатора, которая медленно удалялась из его первичной обмотки. Исследованию подвергался образец трансформаторной стали (№ 7). Данные этих испытаний приводятся в табл. 1.

Если путем экстраполяции определить идеальную индукцию для частоты, стремящейся к нулю, то для 50 Нз получим индукцию, составляющую только 81%.

Аналогичные результаты были получены для образцов отожженной вольфрамовой стали с коэрцитивной силой порядка 15—20 Ое при напряженности постоянного поля 7,6 Ое и начальной напряженности переменного поля 3,6 Ое.

Результаты этих измерений приводятся в табл. 2 и на рис. 2.

В табл. 3 приводятся результаты определения коэффициента размагничивания для мягкого железа типа армко с коэрцитивной силой 1,15 Ое. Условия измерения были те же, что и с образцом трансформаторной стали.

Данные табл. 1, 2 и 3 получены методом Шрамкова.

Результаты этих измерений показывают, что наибольший эффект в смысле увеличения индукции, а следовательно и получения наиболее правильного значения идеальной кривой и коэффициента размагничивания, можно ожидать при наложении переменного тока с частотой, приближающейся к нулю. Этому соответствует циклически изменяющийся постоянный ток, величина которого плавно уменьшается до нуля. Опытная проверка подтвердила это положение; получающиеся при этом значения

Таблица 1

Частота, в герцах	Коэффициент размагничивания	Идеальная индукция, в гауссах
0	—	1710
4,2	0,01767	1707
8,1	0,01779	1694
17	0,01845	1634
36	0,02053	1468
50	0,02166	1392
89	0,02415	1249
129	0,02778	1085
274	0,03027	996
446	0,03154	956
685	0,03154	956
1100	0,03124	986
Индукция, соответствующая основной кривой намагничивания		834

идеальной индукции близки к указанным в табл. 1, 2 и 3 значениям и соответствуют частоте переменного тока, стремящейся к нулю.

Таблица 2

Частота, в герцах	Коэффициент намагничивания	Идеальная индукция, в гауссах
0	—	1880
3,4	0,0577	1743
5,8	0,0575	1747
26	0,0734	1370
50	0,0874	1150
89	0,1080	931
129	0,1165	863
274	0,1252	803
446	0,1277	784
685	0,1299	779
1100	0,1297	775
Индукция, соответствующая основной кривой намагничивания		748

Таблица 3

Частота, в герцах	Коэффициент намагничивания	Идеальная индукция, в гауссах
4,8	0,01885	1600
11,7	0,01913	1577
18,5	0,01947	1549
30	0,01998	1509
50	0,02000	1447
89	0,02177	1386
129	0,02220	1358
274	0,02323	1298
446	0,02356	1280
685	0,02365	1275
1100	0,02381	1266
Индукция, соответствующая основной кривой намагничивания		1167

Однако, такая большая зависимость идеальной индукции от частоты естественно, обнаруживается не в одинаковой степени для различных значений накладываемого переменного поля. Объяснить это можно тем,

что при больших величинах начальной напряженности мы имеем некоторое избыточное значение напряженности поля и это компенсирует уменьшение эффекта идеализации, вызываемое большой частотой. В табл. 4 и на кривых рис. 3 приводятся результаты изучения влияния частоты при различных начальных напряженностях переменного поля для образца трансформаторной стали. Напряженность постоянного поля, на которое накладывалось переменное поле, равнялась 2,7 Ос.

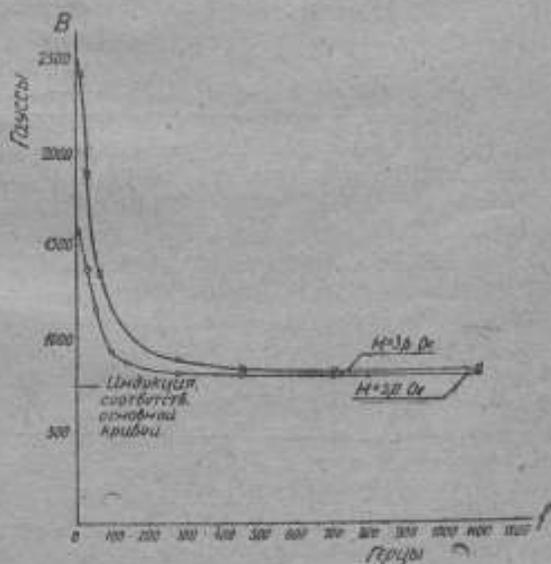


Рис. 2. Влияние частоты на степень увеличения индукции при получении идеальной кривой. Образец вольфрамовой отожженной магнитной стали.

Анализируя данные табл. 2, 3 и 4, можно предположить, что картина при повышенных частотах получится еще более резкой, чем это следует из данных табл. 4, однако продемонстрировать это явление с боль-

Таблица 4

Напряженность переменного поля, в эрстедах	Частота, в герцах	Идеальная индукция, в гауссах	Расхождение, в %
3,42	0	1710	22,8
3,42	60	1320	
5,59	0	1775	
5,59	60	1480	16,6
38,0	0	1800	
38,0	60	1790	0,55
98,8	0	1797	
98,8	60	1797	0,00

шими изменениями начальной напряженности переменного поля не удалось, ввиду малой мощности генератора повышенной частоты.

Влияние полей различной частоты, наложенных одновременно, практически не нарушает процесса идеализации, который протекает совер-

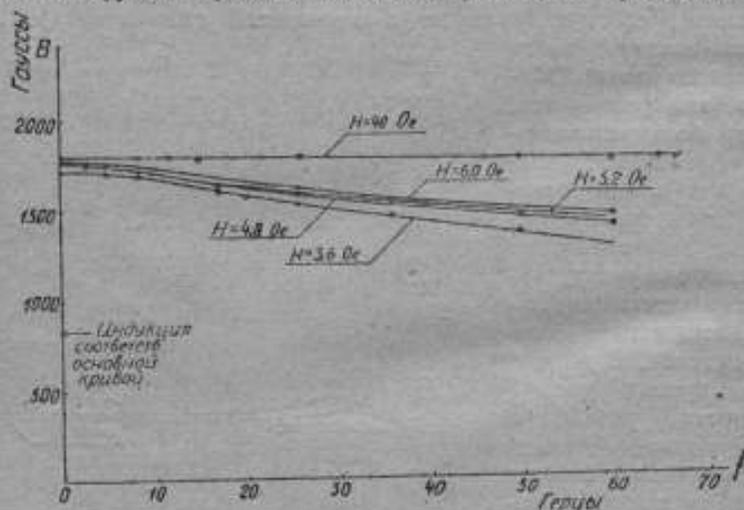


Рис. 3. Влияние частоты на степень увеличения индукции при получении идеальной кривой. Образец трансформаторной стали.

шенно одинаково как для одной основной волны, так и для основной волны с наличием большого числа высших гармонических.

Это обстоятельство было проверено при питании переменным током от лампового генератора, обладающего весьма искаженной ЭДС при

включении фильтра и без него. Результаты этих измерений для образца мягкого железа с коэрцитивной силой 1,15 Ое приводятся в табл. 5.

Таблица 5

Магнитная индукция на идеальной кривой, в гауссах		Частота основной волны, в герцах
с фильтром	без фильтра	
1370	1190	89
1320	1170	129
1290	1120	274
1260	1100	446
1250	1100	533
1250	1100	686
1240	1090	1100

2. Влияние начальной напряженности переменного поля

Наряду с влиянием частоты накладываемого переменного поля, весьма существенным является величина начальной напряженности переменного поля, необходимой для получения достаточного значения идеальной индукции. Для исследования были взяты образцы трансформаторной стали, мягкого железа,

отожженной и закаленной вольфрамовой стали. В табл. 6 приводятся результаты испытания образца трансформаторной стали (№ 34) при наложении переменных полей различной напряженности при частоте 50 Hz. Напряженность постоянного поля равнялась 0,55 Ое.

Из данных этой таблицы видно, что начальная напряженность внутреннего переменного поля при частоте 50 Hz, достаточная для получения предельного значения идеальной индукции, для трансформаторной стали лежит около 5 Ое (действующее значение).

Если сопоставить величину напряженности переменного поля с частотой, то окажется, что величина переменного поля, необходимого для идеализации, увеличивается вместе с ростом частоты. Так, например, для образца мягкого железа с коэрцитивной силой 1,15 Ое при частоте, стремящейся к нулю, необходимое переменное поле равно 8 Ое, а при частоте 50 Hz оно достигает 15 Ое.

Таблица 6

Напряженность переменного поля, в эрстедах	Идеальная индукция	
	в гауссах	в % по отношению к наибольшему значению индукции
0,19	1478	66,7
0,38	1724	77,8
0,76	1948	87,9
1,14	2075	93,6
1,90	2134	96,3
2,66	2202	99,4
3,80	2209	99,7
7,60	2216	100
42,2	2216	100
133,0	2216	100
323,0	2216	100

Аналогичные измерения были проведены и для образцов других материалов, причем оказалось, что напряженность переменного поля, необходимая для идеализации, тем выше, чем больше коэрцитивная сила материала (табл. 7).

Таблица 7

Материал	Коэрцитивная сила, в эрстедах	Напряженность внутреннего переменного поля, необходимого для идеализации при частоте 50 Hz	Коэффициент размагничивания
Трансформаторная сталь	0,60	5	0,0031
Мягкое железо	1,16	15	0,0199
Отожженная вольфрамовая сталь	12,3	78	0,0294
Закаленная вольфрамовая сталь	54,7	241	0,0294

За исключением первого образца, коэффициент размагничивания всех остальных был приблизительно одного порядка и, следовательно, различные значения напряженности переменного поля, в основном, определяются различной степенью магнитной твердости образцов.

3. Прямолинейный участок идеальной кривой

Получаемая в разомкнутой магнитной цепи идеальная кривая, как уже говорилось выше, не является прямолинейной на всем ее протяжении и, следовательно, определение коэффициента размагничивания по данным этой кривой возможно только на ограниченном участке. Для установления верхнего предела прямолинейной части идеальной кривой изучалась зависимость его от величины коэффициента размагничивания для образцов из одного и того же материала. Результаты этих измерений с образцом трансформаторной стали приводятся в табл. 8.

Таблица 8

Коэффициент размагничивания	Предельное значение индукции, в гуссах	Предельное значение напряженности внешнего поля, в эрстедах
	соответствующей прямолинейной части идеальной кривой	
0,001653	1500	1,6
0,003188	2200	1,2
0,004585	3200	0,8
0,005881	3200	0,8
0,010113	3200	0,6

Таким образом длина прямолинейного участка зависит от коэффициента размагничивания испытуемого образца, и ее верхний предел тем

выше, чем больше коэффициент размагничивания. Это обстоятельство можно связать с имеющим место выпиранием основной кривой в разомкнутой цепи при увеличении коэффициента размагничивания образца.

4. Методы определения идеальной кривой намагничения

Переходя к рассмотрению методики измерений идеальной кривой намагничения, необходимо выяснить те специфические ошибки, которые присущи каждому из методов.

Начнем с анализа методики определения идеальной кривой, предложенной Ланге. Как уже говорилось выше, этот метод основан на том, что при насыщении основная и идеальная кривые сливаются, что и дает возможность легко получить значение идеальной индукции. Процесс измерений ведется так, что вначале, после обработки переменным полем, магнитное состояние образца определяется точкой A идеальной кривой (рис. 4), затем после изменения напряженности поля от H_1 до H_{max} дальнейшее намагничение идет не по кривой AB , а по некоторому частному циклу AB' , т. е. получаемое значение индукции оказывается несколько ниже соответственного значения индукции на основной кривой, определяемой точкой B_0 . Отрезок $B'B_0$ будет тем меньше, чем больше значение H_{max} , однако точка B' никогда не будет лежать на идеальной кривой и следовательно принципиальное требование метода оказывается невыполненным.

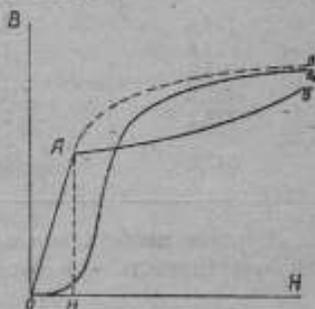


Рис. 4. Переход от идеальной кривой на основную.

Таблица 9

H_{max} в эрстедах	Индукция, в гауссах, соответствующая		Расхождение, в %
	точке B_0	точке B'	
160	17870	17340	2,9
240	18450	18240	1,1
400	19200	19080	0,7

соответствующей точке B' , для различных напряженностей поля H_{max} .

Для получения надежных результатов по методу Ланге, необходимо, чтобы H_{max} было больше 400 Oe, что связано с нагревом обмотки и увеличением габаритов намагничивающей катушки, особенно имея в виду необходимость иметь и вторую обмотку для создания переменного поля.

При измерении идеальной индукции эти, сравнительно небольшие, относительные расхождения в 1—3% (табл. 9) должны быть отнесены к значениям индукции порядка, как было показано выше, 3000 Gs, а следовательно, относительная ошибка, вызванная этим обстоятельством, при измерении идеальной индукции, а следовательно и коэффициента размагничивания, будет иметь соответственно порядок 5—12%.

В настоящей работе определялся также коэффициент размагничивания методом Ланге при различных значениях напряженности поля H_{\max} . Результаты этих измерений приводятся в табл. 10.

Таблица 10

Образец трансформаторной стали № 34. Сечение образца 0,045 см², длина 50 см. Напряженность постоянного поля 0,55 Ое

Напряженность поля H_{\max} , в эрстедах	Напряженность переменного поля, в эрстедах	Идеальная индукция, в гауссах	Коэффициент размагничивания
109,4	100	2255	0,003041
218,8	100	2320	0,002953
328,2	100	2327	0,002963
437,6	100	2317	0,002976
328,2	140	2335	0,002950
437,6	140	2332	0,002950
547,0	140	2272	0,003038

Вторым недостатком метода Ланге является трудность получить достаточную точность при отсчете отклонения гальванометра. Действительно

$$B_{id} = B_{\max} - \Delta B,$$

или

$$B_{id} = \frac{C \cdot \alpha_m}{sw} - \frac{C \alpha_1}{sw} = \frac{C}{sw} (\alpha_m - \alpha_1),$$

где s — сечение образца, w — число измерительных витков, α_m — отклонение гальванометра при определении точки B_0 , α_1 — тоже при определении ΔB , B_{id} — идеальная индукция.

Следовательно относительная погрешность при измерении B_{id} , зависящая от точности отсчета по гальванометру,

$$\gamma_0 = \frac{2\Delta\alpha}{\alpha_m - \alpha_1},$$

где $\Delta\alpha$ — погрешность отсчета отклонения гальванометра.

Так как работать необходимо в начальной части идеальной кривой, то отклонения α_m и α_1 близки друг к другу и для увеличения $(\alpha_m - \alpha_1)$ необходима весьма большая шкала гальванометра. При обычно употребляемой полуметровой шкале эта разность не превышает 40—50 мм и, следовательно, точность в самом лучшем случае не может быть выше одного процента, а во многих случаях она гораздо ниже.

Достоинством методики Ланге является возможность измерений идеальной индукции без всяких механических сотрясаний образца и, следовательно, имеется уверенность в отсутствии нарушений магнитного состояния образца.

Наряду с методом Ланге, как уже говорилось выше, Шрамковым был предложен метод, основанный на непосредственном измерении идеальной индукции путем сбрасывания измерительной катушки, соединенной с баллистическим гальванометром. Недостатками, специфически

присущими этому методу, являются с одной стороны опасность сотрясения образца при сбрасывании измерительной катушки и возможность дополнительного баллистического импульса, который может возникнуть, благодаря сцеплению витков с потоком, окружающим образец, при недостаточно однородном поле намагничивающей катушки.

С другой стороны, если сбрасывание производится недостаточно далеко от торцевой поверхности образца, то может оказаться, что гальванометр учтет не весь поток магнитной индукции, соответствующий идеальному намагниченному образцу.

Однако проведенные эксперименты показали полную возможность согласовать два последних требования рациональным подбором конструктивных данных намагничивающей катушки.

В отношении влияния незначительных толчков, получающихся при сбрасывании измерительной катушки, ряд повторных измерений показал, что для материалов типа трансформаторной стали это обстоятельство не вызывает опасения. Конечно, для более мягких материалов типа пермалоя, эти толчки могут иметь некоторое значение.

Таким образом метод сбрасывания измерительной катушки, не обладая недостатками метода Ланге, имеет ряд преимуществ, среди которых весьма существенным является возможность повышения относительной точности отсчета по гальванометру, так как в данном случае идеальная индукция пропорциональна непосредственно отклонению гальванометра, а не разности отклонений.

Среди источников ошибок, общих обоим методам, необходимо отметить влияние внешнего земного магнитного поля, для устранения которого необходима весьма тщательная проверка установки образца перпендикулярно направлению земного магнитного меридиана. Проверку можно производить при помощи сбрасываний измерительной катушки с весьма большим числом витков, с заранее размагниченого образца, добиваясь отсутствия отклонения гальванометра.

Для экспериментального сравнения обоих методов было проведено определение коэффициента размагничения листовых образцов и тем и другим методом. В табл. 11 приводятся результаты этих измерений с образцом трансформаторной стали № 34.

Таблица 11

Напряженность постоянного поля, при котором начинается идеализация, в эрстедах	Коэффициент размагничения, измеренный по методу		Расхождение, в %	Примечание
	Ланге	Шрамкова		
0,219	0,00283	0,00317	10,7	$H_{\text{плд}} = 405 \text{ Ое}$ (постоянное в методе Ланге). Максимальное значение переменного поля 112 Ое.
0,328	0,00271	0,00313	13,4	
0,438	0,00297	0,00314	5,7	
0,547	0,00284	0,00315	9,8	
Максимальное расхождение между отдельными измерениями	8,8%	1%		

Максимальная нагрузка в артелях	Коэффициент размагниченности переменного поля, в артелях														
	40				80				100				140		
	Данге		Шрамков		Данге		Шрамков		Данге		Шрамков		Данге		Шрамков
160	0,16	0,000132	0,000142	0,000132	0,000136	0,000132	0,000132	0,000132	0,000132	0,000132	0,000142	0,000132	0,000132	0,000141	0,000140
	0,24	0,000131	0,000138	0,000129	0,000141	0,000128	0,000128	0,000128	0,000128	0,000128	0,000142	0,000130	0,000138	0,000138	0,000138
	0,32	0,000141	0,000142	0,000138	0,000138	0,000134	0,000134	0,000134	0,000134	0,000134	0,000138	0,000135	0,000140	0,000140	0,000140
	0,40	0,000134	0,000135	0,000137	0,000137	0,000140	0,000140	0,000140	0,000140	0,000140	0,000143	0,000141	0,000141	0,000143	0,000143
	Среднее	0,000135	0,000139	0,000134	0,000139	0,000133	0,000133	0,000133	0,000133	0,000133	0,000141	0,000134	0,000140	0,000140	0,000140
240	0,16	0,000132	0,000142	0,000132	0,000136	0,000132	0,000132	0,000132	0,000132	0,000132	0,000142	0,000132	0,000132	0,000141	0,000141
	0,24	0,000131	0,000138	0,000129	0,000141	0,000128	0,000128	0,000128	0,000128	0,000128	0,000142	0,000130	0,000138	0,000138	0,000138
	0,32	0,000141	0,000142	0,000138	0,000138	0,000134	0,000134	0,000134	0,000134	0,000134	0,000138	0,000135	0,000140	0,000140	0,000140
	0,40	0,000134	0,000135	0,000137	0,000137	0,000140	0,000140	0,000140	0,000140	0,000140	0,000143	0,000141	0,000141	0,000143	0,000143
	Среднее	0,000134	0,000139	0,000131	0,000139	0,000133	0,000133	0,000133	0,000133	0,000133	0,000141	0,000134	0,000140	0,000140	0,000140
400	0,16	0,000104	0,000138	0,000099	0,000137	0,000098	0,000098	0,000098	0,000098	0,000098	0,000138	0,000099	0,000138	0,000138	0,000138
	0,24	0,000101	0,000136	0,000113	0,000138	0,000113	0,000113	0,000113	0,000113	0,000113	0,000141	0,000112	0,000136	0,000136	0,000136
	0,32	0,000114	0,000141	0,000109	0,000135	0,000114	0,000114	0,000114	0,000114	0,000114	0,000142	0,000118	0,000136	0,000136	0,000136
	0,40	0,000124	0,000144	0,000115	0,000140	0,000114	0,000114	0,000114	0,000114	0,000114	0,000140	0,000113	0,000138	0,000138	0,000138
	Среднее	0,000113	0,000140	0,000110	0,000138	0,000110	0,000110	0,000110	0,000110	0,000110	0,000138	0,000110	0,000137	0,000137	0,000137

† При измерении по методу Данге.

Результаты определения коэффициента размагничивания обоими методами показывают довольно заметное расхождение. Как и следовало ожидать, согласно сделанных ранее предположений, величина коэффициента, измеренная методом Ланге, является всегда преуменьшенной. Среднее значение коэффициента, полученное на идеальных кривых, снятых по методу Ланге (табл. 12), воспроизводится с точностью от 1 до 4%, в то время как эта же воспроизводимость для метода Шрамкова дает величину порядка 1,5—2,0%.

Подводя итоги, можно сказать, что преимущество должно быть отдано методу Шрамкова, как дающему более воспроизводимые результаты и не требующему больших напряженностей поля.

5. Определение коэффициентов размагничивания полосовых образцов

Для практической цели наиболее интересным является определение коэффициентов размагничивания для образцов в форме полос, так как большинство магнитно-мягких материалов употребляется в форме листового

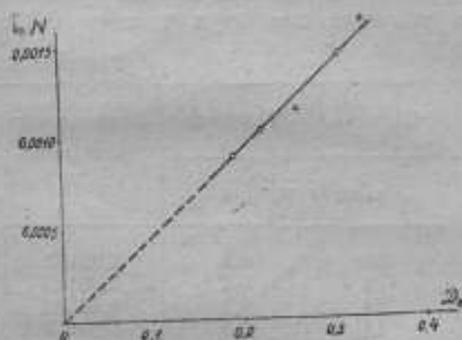


Рис. 5. Зависимость N от De .

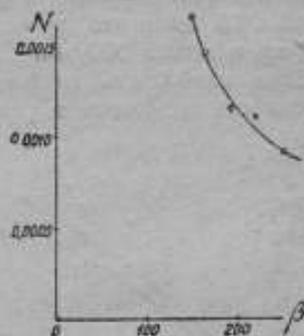


Рис. 6. Зависимость N от β .

проката (листовая электротехническая сталь, железо-никелевые сплавы и т. д.). С этой целью исследовалось изменение коэффициента размагничивания для полос трансформаторной стали различной ширины, но одной и той же длины. К сожалению, выдержать одинаковую толщину полос точно не удалось. Результаты этих измерений приводятся в табл. 13.

Таблица 13

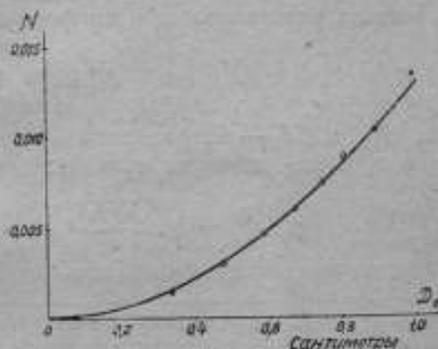
№ образца	Длина в миллиметрах	Ширина	Толщина	Площадь в см ²	Коэффициент размагничивания, определенный методом		
					Ланге	Шрамкова	Среднее
1	500,2	30	0,087	0,0290	0,001642	0,001653	0,001647
15	500,0	25	0,074	0,0296	0,001440	0,001464	0,001452
27	500,3	20	0,053	0,0265	0,001339	0,001173	0,001256
32	499,7	15	0,042	0,0280	0,001046	0,001142	0,001094
45	500,3	10	0,028	0,0280	0,000850	0,000950	0,000900

Таблица 10

Число пластин в пакете и среднее сечение пластин в см ² ¹	Кoeffициент размагничивания	Сечение пакета в см ²	Эквивалентный диаметр D_e в см	$\beta = \frac{L}{D_e}$
1 × 0,0870	0,00165	0,087	0,335	149
2 × 0,0890	0,00319	0,178	0,475	105
3 × 0,0900	0,00458	0,270	0,586	85
4 × 0,0885	0,00588	0,354	0,671	75
5 × 0,0884	0,00735	0,442	0,751	67
6 × 0,0877	0,00880	0,526	0,818	61
7 × 0,0812	0,01020	0,617	0,885	57
8 × 0,0874	0,01165	0,699	0,944	53
9 × 0,0873	0,01340	0,786	1,000	50

Графически эта зависимость довольно точно изображается прямой линией (рис. 8).

Если для пакетов пластин построить кривую зависимости коэффициента размагничивания от эквивалентного диаметра или от величины β (рис. 9 и 10), то мы уже не получим зависимостей, изображенных

Рис. 8. Зависимость N от числа пластин.Рис. 9. Зависимость N от D_e .

на рис. 6 и 7. Объясняется это тем, что между пластинами существует некоторый воздушный зазор, в результате чего искажение поля, вызванное двумя пластинами, не эквивалентно искажению, вносимому одной пластиной двойной толщины.

Другой фактор, влияющий на изменение характера зависимости — это соотношение поперечных размеров испытуемого образца. Для проверки этого обстоятельства было изготовлено несколько образцов

¹ Длина образцов 50 см

приблизительно одинакового сечения, но с резко отличающимися шириной и толщиной. Длина всех образцов оставалась одной и той же и была равна 24 см.

Результаты определения коэффициентов размагничивания для указанной группы образцов приводятся в табл. 17.

Чтобы сделать необходимые выводы, требуется привести измеренные коэффициенты к одному и тому же сечению и дать зависимость от

Таблица 17

Размеры образца, в см		Сечение, в см ²	Коэффициент размагничивания
толщина a_1	ширина b_1		
0,106	3,010	0,319	0,01745
0,140	2,010	0,281	0,01792
0,292	1,006	0,274	0,02087
0,390	0,768	0,300	0,02272
0,502	0,506	0,254	0,01940

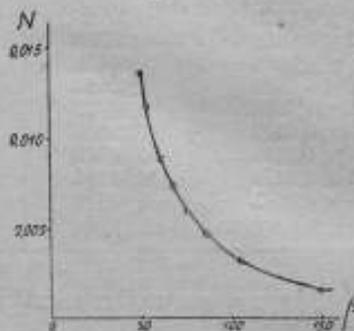


Рис. 10. Зависимость N от β .

эквивалентного отношения размеров (табл. 18). Пересчет в первом приближении можно провести по формуле

$$N_2 = N_1 \sqrt{\frac{s_2}{s_1}},$$

где N_1 и N_2 — коэффициенты размагничивания при сечениях образца s_1 и s_2 и для размеров a_2 и b_2 , определяемых по формулам

$$b_2 = \sqrt{\frac{s_2 b_1}{a_1}} \quad \text{и} \quad a_2 = \sqrt{\frac{s_2 a_1}{b_1}}.$$

Таблица 18

Сечение, в см ²	Размеры, в см		Эквивалентное отношение размеров	Коэффициент размагничивания
	толщина a_2	ширина b_2		
0,246	0,093	2,65	0,0352	0,01533
0,246	0,131	1,89	0,0697	0,01677
0,246	0,251	0,98	0,2566	0,01978
0,246	0,430	0,354	0,5078	0,02057
0,246	0,494	0,498	0,9921	0,01883

Как видно из табл. 18, коэффициент размагничивания зависит не только от отношения длины образца к эквивалентному диаметру, но также и от отношения поперечных размеров. Изменение коэффициента довольно

значительно, и это обстоятельство следует учитывать при выборе сечения образца, предназначенного для испытаний. Наиболее выгодное, с точки зрения меньшего размагничивающего эффекта, является сечение тонко прокатанного листа.

Если сопоставить коэффициент размагничивания стержней прямоугольного сечения с коэффициентом стержней цилиндрического сечения той же площади, то последний оказывается больше и к нему приближается коэффициент для стержней квадратного сечения.

В заключение обзора численных значений коэффициентов размагничивания образцов, а также пакетов, составленных из полос листовой электротехнической стали, сопоставим их с коэффициентами размагничивания эллипсоидов того же эквивалентного диаметра (табл. 19).

Таблица 19

Размеры образцов в мм,	Число полос	Эквивалентный диаметр D_e в см	Коэффициент размагничивания при одинаковом D_e	
			ленточных образцов	эллипсоидов
30 × 0,3 × 500	1	0,338	0,00160	0,0027
25 × 0,3 × 500	1	0,309	0,00146	0,0022
20 × 0,3 × 500	1	0,276	0,00130	0,0018
15 × 0,3 × 500	1	0,239	0,00113	0,0015
30 × 0,35 × 500	1	0,365	0,00172	0,0031
25 × 0,35 × 500	1	0,333	0,00157	0,0026
20 × 0,35 × 500	1	0,298	0,00141	0,0021
15 × 0,35 × 500	1	0,258	0,00122	0,0017
10 × 0,35 × 500	1	0,211	0,00100	0,0013
30 × 0,3 × 500 (приблизительно)	1	0,335	0,00165	0,0027
	2	0,475	0,00319	0,0050
	3	0,586	0,00458	0,0072
	4	0,671	0,00588	0,0091
	5	0,751	0,00735	0,0108
	6	0,818	0,00880	0,0128
	7	0,885	0,01020	0,0145
	8	0,944	0,01165	0,0162

Таблица 20

Образцы мягкого железа длиной 24 см

Размеры сечения образцов, в мм	Отношение размеров поперечного сечения	Эквивалентный диаметр	Коэффициент размагничивания	
			образца	эллипсоида
0,093 × 2,65	0,0352	5,6 мм	0,01533	0,0274
0,131 × 1,89	0,0687		0,01677	
0,251 × 0,98	0,2566		0,01978	
0,430 × 0,354	0,5078		0,02057	
0,494 × 0,498	0,9921		0,01883	

Если проследить приводимую в табл. 20 зависимость коэффициентов размагничивания для образцов с различным отношением поперечных размеров, то оказывается, что наиболее близким к величине коэффициента размагничивания эллипсоида является коэффициент размагничивания образцов с отношением поперечных размеров, близким к половине. Можно предположить, что намагничение образцов с указанным отношением размеров наиболее однородно.

Вообще коэффициент размагничивания эллипсоида всегда выше, чем коэффициент размагничивания листовых образцов эквивалентной площади. Таким образом оказывается, что наилучшее намагничение с точки зрения равномерности не соответствует наименьшему размагничивающему эффекту.

При испытании листовой электротехнической стали наиболее удобным является испытание образцов в форме одной или нескольких полосок из проб, изготавливаемых для испытания в приборе Эпштейна. Наиболее целесообразным с точки зрения минимальных ошибок измерения является применению одной полоски, обладающей наименьшим коэффициентом размагничивания. Однако, это не будет соответствовать наиболее выгодному соотношению поперечных размеров с точки зрения однородности намагничивания. Более целесообразным является применение полосок той же длины, но значительно меньшей ширины, порядка нескольких миллиметров. Относительное увеличение влияния наклепа должно быть в этом случае устранено специальной термической обработкой образца.

6. Погрешности при измерениях в разомкнутой магнитной цепи.¹

Как указывалось уже ранее, измерение коэффициентов размагничивания необходимо для определения напряженности внутреннего магнитного поля H_i , которая вычисляется из формулы

$$H_i = H_e - NJ,$$

или, подставляя вместо J величину $\frac{B - H_i}{4\pi}$ и решая вновь уравнение относительно H_i , будем иметь

$$H_i = \frac{4\pi H_e - NB}{4\pi - N}.$$

Пренебрегая величиной N по сравнению с 4π в знаменателе, получим

$$H_i = H_e - \frac{N}{4\pi} B.$$

Относительная погрешность в величине H_i , возможная при подсчете результата измерений по приведенной формуле, будет равна

$$\gamma_0 = \frac{\Delta H_e}{H_i} + \mu \frac{\Delta N}{4\pi} + N \frac{\Delta B}{4\pi H_i}.$$

¹ Аналогичным вопросам посвящена статья Неймана [7].

Считая допустимыми погрешности: при определении коэффициента размагничивания 3%, при определении напряженности внешнего поля 0,4% и при измерении индукции 0,8%, получим

$$\Delta H_e = H_e 0,004; \Delta N = N 0,03 \text{ и } \Delta B = B 0,008.$$

Подставляя эти значения в формулу для погрешности γ_0 , будем иметь одну из следующих формул для подсчета величины N , которая обеспечила бы, при сделанных выше предположениях, погрешность для H_i , не превышающую заданную величину γ_0 .

$$N = \frac{3,0 H_i (\gamma_0 - 0,004)}{B} = 300 \frac{(\gamma_0 - 0,004)}{\mu}$$

или

$$N = 2,4 \frac{H_i}{\Delta B} (\gamma_0 - 0,004).$$

Если же не пренебрегать величиной N в формуле для H_i , как это было сделано ранее, то получим выражение

$$N = \frac{H_i}{B} \frac{4\pi (\gamma_0 - 0,004)}{0,042 + H_i (\gamma_0 - 0,004)}.$$

Таблица 21

Значение γ_0 в процентах	$\mu_{\max} \cdot N$
0,5	0,3
1,0	1,8
2,0	4,8
3,7	10,0
4,0	10,8

Анализ этих формул показывает, что погрешность определения напряженности внутреннего поля не может быть меньше погрешности определения напряженности внешнего поля. Допустимая же величина коэффициента размагничивания обратно пропорциональна значению проницаемости испытуемого материала.

Задавая определенную погрешностью для H_i , равной γ_0 , получим следующие соотношения между μ_{\max} и N , приведенные в табл. 21.

В качестве примера в табл. 22 подсчитаны значения коэффициентов размагничивания, допустимые при испытании различных материалов с точностью 2% и 3,7% в предположении определения напряженности поля в зоне максимальной проницаемости.

Таблица 22

Название материала	Значение μ_{\max}	Значение N	
		для $\gamma_0 = 3,7\%$	для $\gamma_0 = 2\%$
Слабмагнитная сталь	1,1	9,04	4,36
Никель-алюминиевая сталь	18	0,560	0,267
Вольфрамовая сталь (закаленная)	250	0,0416	0,0192
Трансформаторная сталь	10000	0,03100	0,000180
Мегалер	23000	0,00045	0,000109

Если поставить вопрос о погрешности определения H_i на образцах с заданным коэффициентом размагничивания, то выражение для погрешности будет иметь вид

$$\gamma_e = \frac{N\mu + 1,2}{3},$$

т. е. погрешность будет тем больше, чем больше проницаемость испытуемого материала.

В последнем выражении взяты те же значения для $\frac{\Delta N}{N}$, $\frac{\Delta B}{B}$ и $\frac{\Delta H_i}{H_i}$, что и в предыдущих расчетах.

Резюмируя все изложенное о точности измерений N и H_i в разомкнутой магнитной цепи, можно сделать следующие выводы.

1) Коэффициент размагничивания полосовых образцов листовой электротехнической стали в полосах, употребляемых в приборе Эдштейна, может быть определен с точностью порядка 3%. Наиболее надежным методом определения коэффициента размагничивания является метод, предложенный Шрамковым.

2) Указанная точность в определении коэффициента размагничивания не характеризует еще точности определения действительного значения напряженности внутреннего поля H_i .

3) Испытание материалов типа трансформаторной стали требует образцов с коэффициентом размагничивания порядка $1 \cdot 10^{-4}$, для получения точности порядка 2—3%.

4) Испытание материалов с $\mu_{max} > 10000$ указанным методом должно быть исключено, так как это требует либо очень тонких образцов, либо обусловит весьма малую точность измерений.

5) Испытание материалов с $\mu_{max} < 50$ можно производить с образцами, имеющими отношение длины к диаметру не менее 10, при точности измерений не меньше 2%.

6) Испытание слабо-магнитных материалов возможно на образцах любой формы без всякого учета размагничивающего эффекта.

Все эти данные показывают, что область измерений в разомкнутой магнитной цепи с использованием коэффициента размагничивания довольно ограничена, особенно если учесть, что коэффициент размагничивания остается постоянным только в области индукций порядка 3000—5000 Gs.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Würschmidt. Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung, 1925. Vieweg und Sohn. Braunschweig.
2. Hans Neumann und Kurt Warmuth. Ueber die rechnerische Auswertung ballistischer Entmagnetisierungsfaktoren kreiszylindrischer Stäbe. Wissenschaft. Veröffent. Siemens Konzern, B. XI, H. 2, S. 25, 1932.
3. H. Lange. Entmagnetisierungsfaktor und ideale Induktionskurve verschiedener Probeformen. „Z. f. Techn. Phys.“, B. 11, N. 7, S. 260, 1930.
4. W. Steinhaus und E. Gumlich. Experimentelle Untersuchungen zur Theorie des Ferromagnetismus. Ideale, d. h. hysteresefreie Magneti-

sierung, Berichte Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, N. 21, S. 369, 1915.

5. Б. М. Яновский. Идеальная кривая намагничения, как результат обычных гистерезисных циклов. „Временник Главной Палаты мер и весов“, вып. 3/15, стр. 213, 1929 г.
6. Е. Г. Шрамов. Магнитные измерения. Лит. над. ЛНИ на правах рукописи, 1931 г.
7. Н. Нейманн. Ueber ballistische Messungen an hochpermeablen Materialien. Wissenschaft. Veröffent. von Siemens Konzern, B. X, 1932.



Отв. редактор проф. *Е. Г. Шрамков*.
Технич. редактор *П. В. Дворников*.
Корректор *Н. П. Сарбаева*

Сдано в набор 3/1 1940 г. Подписано
к печати 25/III-40 г. Тираж 500 экз.
Формат бумаги $62 \times 88^{1/32}$. Печ. л. 8.
Бум. лист. 4. Колич. печ. зн. в бум.
листе 95000. Лениблгорлит № 960.
Заказ № 39.

Тип. з-р. „Советский Печатник“.
Ленинград, Моховая, 40.

64-13

Верховный; обл. наместник
и др.



