

ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

Н/Х1-78

С.И.П.

ISSN 0371-957X

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

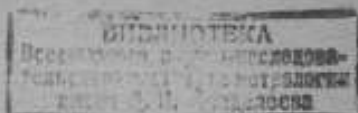
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 215 (275)





ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА



2416705
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 215 (275)

Под редакцией Е. Н. Чечуриной



ЛЕНИНГРАД
«ЭНЕРГИЯ»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1978

В сборнике рассмотрены вопросы разработки методов и средств измерения параметров магнитных полей и определений магнитных характеристик материалов, выполненные в период 1974—1976 гг.

Открывается сборник тремя обзорными статьями, написанными по материалам обобщающих докладов, сделанных в 1975 г. на первой Всесоюзной конференции по методам и средствам измерений параметров магнитных полей, посвященных описанию новых видов приборов, основанных на явлениях атомно-резонансных и сверхпроводимости, а также исследованиям магнитных шумов в индукционных ферромагнитных преобразователях.

В статьях первой половины сборника изложены результаты метрологических исследований средств измерения параметров преимущественно слабых магнитных полей.

Ряд статей посвящен вопросам создания и исследования средств измерения магнитных параметров материалов в постоянных и переменных магнитных полях.

Изложены основные принципы поверки средств измерений по стандартным образцам, описаны средства измерения, основанные на магнитооптических явлениях, и средства измерения параметров магнитной анизотропии; приводятся результаты исследования коэффициента размагничивания стержней на основной кривой намагничивания.

Сборник рассчитан на научных и инженерно-технических работников, занимающихся разработкой, эксплуатацией и поверкой средств магнитных измерений.

АТОМНО-РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ (ОБЗОР)

Магнитометры с оптической накачкой (МОН) были созданы в конце 50-х годов; они отличались высокой чувствительностью, постоянной в широком диапазоне средних и малых индукций, простотой конструкции и компактностью [1]. Однако с конца 60-х годов их характеристики почти не изменялись. Лишь в последние годы наметились новые пути совершенствования этих приборов. Рассмотрим в общих чертах основные принципы работы, некоторые характеристики, а также пути совершенствования МОН.

Магнитометры с оптической накачкой основаны на измерении энергии взаимодействия атомных паров парамагнетиков с внешним магнитным полем. Чаще всего измерения производятся резонансным методом, т. е. путем определения частоты ω переменного поля, индуцирующего переходы между квантованными состояниями рабочих частиц, разность энергий которых E зависит от индукции внешнего магнитного поля B по известному закону $E(B)$, выражаемому в общем виде степенным рядом

$$E(B) = \sum_k \gamma_k B^k, \quad (1)$$

В частных случаях эта зависимость может сводиться к прямой пропорциональности

$$E(B) = g\mu_0 B, \quad (2)$$

где μ_0 — магнетон Бора; g — константа (фактор Ланде). Такой вид имеет зависимость энергии между подуровнями магнитного расщепления состояний с полным угловым моментом I при условии, что ближайшее состояние с другим моментом I' отличается по энергии на величину $\Delta E \gg E(B)$. Возникновение индуцированных переходов происходит наиболее эффективно при условии резонанса $\omega = \omega_0 = \frac{E(B)}{\hbar}$, где \hbar — постоянная Планка. Резонанс фиксируется

по изменению состояния переменного поля (поглощение или усиление) или по изменению состояния среды. Необходимым условием такого процесса является начальная поляризация среды, так как если исходное состояние парамагнитных частиц является изотропным (имеется в виду изотропия по всем составляющим суммарного углового момента), то переменное поле его не изменяет. В протонных магнитометрах, основанных на измерении частоты спонтанного сверхизлучения поляризованных протонов, начальная поляризация устанавливается в процессе тепловой релаксации магнитных моментов во внешнем поле. Специфика магнитометров с оптической накачкой состоит прежде всего в использовании для поляризации среды поглощения энергии в оптическом диапазоне с использованием дополнительных возбужденных состояний

в качестве промежуточных. На рис. 1 представлена обобщенная схема оптической накачки. Состояния 1 и 2 являются рабочими: энергетический интервал между ними измеряется с целью измерения индукции поля. Состояние 3 является промежуточным, посредством его осуществляется оптическая накачка на переходе 1—3. Частицы, возбужденные на уровень 3, в дальнейшем за счет спонтанного распада попадают обратно на уровни 1 и 2, а поскольку накачка происходит только с уровня 1, то они постепенно обнаделяются. Методы оптической накачки [2, 3] позволяют создавать резко анизотропные ансамбли частиц, обеспечивающие контрастное изменение их свойств под действием контролирующего переменного поля. Как правило, МОНы регистрируют изменение таких оптических свойств среды на переходе 1—3, как поглощение и преломление. Регистрация в оптическом канале также способствует высокой чувствительности, так как излучение при этом детектируется с более высокой квантовой эффективностью, чем в радиодиапазоне.

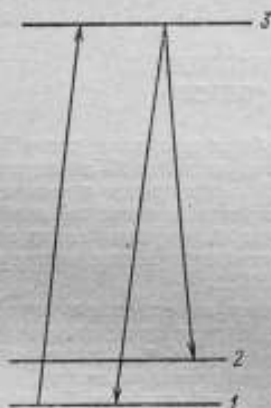


Рис. 1. Обобщенная схема оптической накачки

Метод радиониндуцированного резонанса не является единственным методом измерения энергии магнитного перехода. Для этой цели используются также так называемые методы интерференции состояний, основанные на измерении разности фаз состояний и обладающие тем преимуществом, что они не вносят в измеряемую систему дополнительного возмущения в виде индуктирующего поля [4—6]. Однако обеспечивая в несколько раз более высокую предельную чувствительность, эти методы менее удобны и в магнитометрии употребляются мало [7]. Исключение составляет область столь слабых полей, для которых магнитное расщепление уровней оказывается меньше их ширины. Сущность интерференционного измерения индукции легко пояснить на простейшем примере так называемого эффекта Ханле [8—11], используя модель прецессирующих магнитных моментов. Оптическая поляризация рабочей среды в этом случае поперечна измеряемому магнитному полю. При отсутствии поля возникает некоторая предельная поляризация, уровень которой контролируемой поляризацией, уровень которой контролируется, например, по установившемуся оптическому поглощению. При наличии поперечного поля поляризация исчезает вследствие прецессии магнитных моментов вокруг направления магнитного поля. Однако если период прецессии сопоставим со средним промежутком времени между актами оптической накачки для одной частицы, то устанавливается некоторая равновесная поляризация, меньшая предельной. Величина этой поляризации является мерой индукции поля. Магнитометры, основанные на методе интерференции состояний, называют нерезонансными.

Поскольку в МОНах измеряется скалярная величина — энергия, то они дают информацию непосредственно только о модуле индукции. Однако в сочетании с внешними системами создания полей заданного направления МОНы способны работать как векторные магнитометры. Кроме того, из-за векторного характера накачки (а также из-за поляризации радиочастотного поля) имеется зависимость интенсивности сигнала МОН от его ориентации в пространстве, что может использоваться и для других целей*. Однако чаще всего МОН применяют для измерения модуля, при котором ориентационная зависимость интенсивности сигнала является нежелательной, и устраняется при использовании многоэлементных конструкций [12].

* Речь идет об ориентационной зависимости интенсивности сигнала, а не о частоте резонанса. Ориентационная зависимость частоты резонанса также имеется, но в виде слабого паразитного эффекта.

Рассмотрим некоторые характеристики МОН. Порог чувствительности определяется минимальным изменением индукции, которое может быть зарегистрировано с заданным уровнем надежности. Определенная таким образом величина характеризуется определенной полосой частот регистрации, так как она зависит от времени измерения τ , в общем случае, от интервала времени между измерениями. Первая величина соответствует верхней границе полосы частот, вторая — нижней (в дальнейшем, где это не будет оговариваться, предполагается, что время измерения равно 1 с). Что касается ограничения в области нижних частот, то обычно порог чувствительности определяется с помощью вариаций индукции, периодически следующих друг за другом через интервал времени, примерно на порядок больший времени реакции, т. е. полоса частот регистрации ограничивается примерно декадой. При определении порога чувствительности предполагается, что за время измерения прибор сохраняет пространственную ориентацию, так как для существующих МОН ориентационные ошибки примерно на два порядка превышают порог чувствительности. Таким образом, понятие порога чувствительности является довольно условным.

Для резонансных МОН мерой индукции является частота ω_0 резонанса. При отклонении этой частоты от частоты ω прикладываемого к рабочей среде переменного поля регистрируемая характеристика системы испытывает резонансное изменение. Величина резонансного изменения определяется временем релаксации разности фаз состояний индуцируемого перехода (временем поперечной релаксации T_2), которое в свою очередь определяется тепловыми возмущениями и действием накачки. Для нерезонансных систем мерой индукции является отличие измеряемой величины (обычно степени поглощения света накачки) при заданном значении индукции от ее значения при нулевой индукции. Ширина области изменения сигнала имеет тот же порядок. Чувствительность определяется в обоих случаях, очевидно, шириной сигнальных кривых и уровнем шумов. По порядку величины минимально регистрируемая вариация индукции ΔB_{\min} составляет

$$\Delta B_{\min} \approx (gMST_2)^{-1}, \quad (3)$$

где S — отношение максимального сигнала к шуму; gM — изменение энергии рабочего перехода на единичное изменение индукции в единицах циклической частоты, рад/с [(в линейном приближении, см. (1)]. Высокая чувствительность МОН достигается за счет больших отношений сигнала к шуму и больших времен релаксации. Сигналы МОН почти во всех модификациях представляют собой модуляцию светового потока, по глубине достигающую нескольких процентов при значениях светового потока в канале регистрации порядка 10^{12} — 10^{15} фот/с. При использовании последних типов фотоприемников шумы могут быть снижены до пределов, определяемых фотонными флуктуациями, обеспечивающими отношение сигнала к шуму 10^4 — 10^5 при измерении в течение 1 с. Время релаксации T_2 , ограниченное для паров электронных парамагнетиков в первую очередь частотой соударения атомов со стенками сосуда, может быть специальными мерами доведено до 0,01—1 с. Ядерные парамагнетики имеют значительно большее время релаксации.

При переходе от одного рабочего вещества к другому обычно сильно изменяются все величины, входящие в выражение (3). Однако существуют вещества с одинаковым (в пределах одного порядка) достижимым порогом чувствительности. К ним относятся, например, электронные и ядерные парамагнетики: фактор Ланда для первых в среднем на три порядка больше, однако это компенсируется соответствующим различием во времени релаксации. Поэтому при выборе той или иной среды исходят из совокупности различных характеристик: конструктивных, технологических, эксплуатационных и др. Из применяемых сред максимальной чувствительностью обладают пары щелочных металлов — обычно рубидия или цезия, реже калия. Для резонансных систем в полях порядка земного порога чувствительности магнитометров на парах щелочных металлов достигает 10^{-12} Т [13]. Еще более низкий порог чувствительности получен для нерезонансного рубидиевого магнитометра в области нулевой индукции — 10^{13} Т [9]. Различия в чувствительности резо-

наисного и нерезонансного методов связано в первую очередь со спецификой энергетической структуры основного состояния атомов щелочных металлов: спектр магнитных переходов в радиочастотной области представлен набором близко расположенных линий, дающих широкий неразрешенный сигнал в полях, порядка земного. В малых полях эти линии сливаются, образуя более узкий сигнал, что и приводит к увеличению чувствительности. Несколько меньшую чувствительность (но в пределах одного порядка величины) имеют магнитометры на ортогелии 2^3Si , широкое применение которого объясняется отсутствием необходимости системы термостатирования рабочего объема. На ядерных парамагнетиках нашли применение парагелий He^3 в состоянии $1S_0$, накачиваемый и контролируемый оптически через обменно-связанное орто-состояние 2^3Si [13], и нечетные изотопы ртути Hg^{199} и Hg^{201} [14]. Магнитометры на ядерных парамагнетиках, построенные по существующим схемам, не имеют преимуществ по чувствительности, к тому же низкое гиромагнитное отношение приводит к ряду дополнительных трудностей. Однако в отдельных случаях, например, при долговременных абсолютных измерениях, эти вещества остаются перспективными.

Рабочий диапазон, перекрываемый как резонансными, так и нерезонансными схемами МОН*, охватывает 10 порядков индукции: от 10^{-12} до 10^{-3} Т. Нижний предел устанавливается порогом чувствительности, верхнего в принципе не существует, однако для полей с индукцией более 10^{-3} Т МОН не применяются, так как в этой области хорошо работают стандартные протонные магнитометры. Указанный диапазон распадается на область применения нерезонансных и резонансных приборов. Для первых сверху он ограничивается релаксационной шириной магнитных подуровней. Для гелиевых приборов рабочий диапазон равен 10^{-12} — 10^{-4} Т, для приборов на парах рубидия — от 10^{-12} до 10^{-10} Т [9, 10]. Для резонансных магнитометров нижний предел чувствительности ограничивается необходимостью многократного превышения резонансной частоты по сравнению с шириной линии. Помимо этого, рабочий диапазон определяется дополнительными конструктивными ограничениями и условиями на допустимые погрешности.

Абсолютная погрешность. При расширении в область низких частот чувствительность МОН снижается, т. е. происходит медленный дрейф показаний. Кроме того, показания в какой-то мере зависят от пространственной ориентации и не воспроизводятся от одного экземпляра прибора к другому даже в однотипной серии. В результате абсолютная погрешность измерений индукции с помощью МОН всегда намного выше указанного порога чувствительности. Главными причинами систематических погрешностей МОН является неопределенность формы кривой магнитного резонанса, связанная с многокомпонентностью его структуры, характерной для атомов щелочных металлов, и возмущающее действие света накачки, приводящее к зависимости положения и формы резонанса от интенсивности и спектрального состава света. Кроме того, эти факторы приводят к паразитной ориентационной зависимости показаний МОН. Существуют и другие, второстепенные причины возникновения систематических погрешностей [15]. Абсолютная погрешность измерения индукции резонансными магнитометрами имеет порядок 1 нТ. Главным средством увеличения воспроизводимости показаний до сих пор была тщательная фиксация параметров прибора и компенсации погрешностей в многокомпонентных мостовых системах [16]. Практически эту погрешность удастся снизить до десятых долей нанотеслы в ограниченном диапазоне измеряемых полей. Таким образом, в настоящее время абсолютная погрешность измерения индукции резонансным МОН превышает пороговую чувствительность на 2—3 порядка.

Если в резонансных схемах показания прибора связаны с индукцией через квантованные материальные параметры, что позволяет говорить об абсолютности измерений, то в нерезонансных системах связь измеряемых величин с индукцией осуществляется через релаксационные параметры, не являющиеся материальными константами. Поэтому приборы, основанные на нерезонанс-

* Имеются в виду лабораторные установки.

ных методах, требуют обязательной калибровки, погрешности которой входят в абсолютную погрешность измерения.

Быстродействие. В принципе, квантовые магнитометры, основанные на измерении энергии атомного перехода, безынерционны, если не считать неизбежную потерю точности при сокращении времени наблюдения. Такое безынерционное измерение реализуется в так называемых M_x -магнитометрах, к которым следует отнести все спиновые генераторы, включая лазеры и системы со свободной прецессией. В этих устройствах измеряемая величина непосредственно связана с энергией перехода через разность фаз квантовых состояний. У этих систем, разумеется, существуют технические ограничения быстродействия, однако практически редко требуется время реакции менее 10^{-3} с.

Кроме M_x -магнитометров, существуют приборы, относящиеся к так называемому M_z -типу. В них непосредственно контролируется не энергия перехода, а разность населенностей, устанавливающаяся между рабочими уровнями под действием переменного поля. Время реакции таких приборов лимитируется временем релаксации T_2 и обычно составляет не менее 0,1 с.

Отличаясь высоким быстродействием, M_x -системы имеют большие (примерно на порядок) систематические погрешности, в том числе ориентационные*. Кроме того, их значительно труднее сделать широкодиапазонными, поэтому в настоящее время ведутся разработки комбинированных схем, сочетающих достоинства M_x - и M_z -приборов [17].

В последние годы заметили несколько способов улучшения характеристик МОН и прежде всего снижения систематических погрешностей. Первый способ заключается в использовании СВЧ переходов между подуровнями сверхтонкой структуры атомов щелочных металлов [18–20]. На рис. 2 представлена схема уровней возбужденного атома щелочного металла со спином

ядра $I=3/2$. Она содержит два сверхтонких состояния с полными угловыми моментами $F=1$ и $F=2$, расщепленными в магнитном поле на три и пять почти эквидистантных подуровней. В известных до сих пор магнитометрах использовались переходы между смежными подуровнями в пределах каждого сверхтонкого состояния. Спектр этих переходов лежит в области радиочастот и состоит из шести линий, почти совпадающих по частоте. Сложная структура возникающего резонанса и обуславливает многие недостатки магнитометров на парах щелочных металлов. В СВЧ области лежит спектр переходов между подуровнями разных сверхтонких составляющих. Из девяти линий этой части спектра, как видно из рис. 3, пять полностью изолированы от соседних (начиная с индукций порядка 10^{-7} Т). Анализ показывает, что измерение частот двух таких переходов, симметрично смещенных относительно частоты сверхтонкого расщепления, позволяет исключить влияние возмущающего действия света накачки, а также всех других факторов, вызывающих систематические погрешности магнитометров. По существу, речь идет о компенсации возмущений, одинаково действующих на обе измеряемые частоты, так что разность этих частот оказывается зависящей только от магнитной индукции. В отличие от схемных приемов компенсации, применяемых в обычных магнитометрах, компенсация в данном случае происходит на атомном

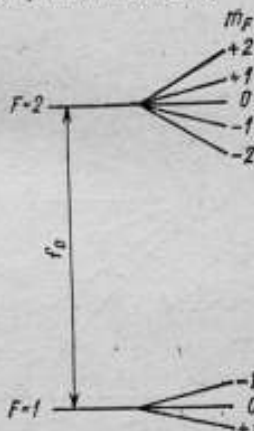


Рис. 2. Схема уровней основного состояния атома щелочного металла со спином $I=3/2$

* Это не относится к системам со свободной прецессией, так как они не имеют канала обратной связи, являющегося источником дополнительных погрешностей. Приводившиеся выше сведения об абсолютной точности МОН относятся к M_z -системам.

уровне и является полной. Лабораторный макет такого магнитометра [20] имел порог чувствительности порядка 10^{-11} Т, постоянный в диапазоне 10^{-7} — 10^{-2} Т, и не обнаружил влияния внешних возмущающих воздействий. Поскольку показание такого прибора связано с магнитной индукцией только через атомные и фундаментальные константы, он может использоваться для абсолютных измерений. По сравнению с обычными этот прибор имеет более сложное электронное оборудование.

Второй способ заключается в использовании паров щелочных металлов в радиочастотной области, но в условиях очень узких линий резонанса. Это достигается за счет технологии изготовления рабочего объема и очень низкой интенсивности света накачки. Последнее в свою очередь требует тщательной обработки канала регистрации с целью устранения избыточных шумов, роль которых в этих условиях возрастает. Таким путем в полях порядка земного удается выделить один переход из многокомпонентной структуры резонанса, положение которого мало возмущается слабой накачкой. Считают, что таким способом можно получить абсолютную погрешность на уровне пороговой (10^{-11} Т) [21].

Недостатком этого способа является ограничение диапазона измеряемых полей, так как из него выпадает область, где резонансы, несмотря на их малую ширину (несколько герц) перекрываются. Эта область зависит от применяемого рабочего вещества.

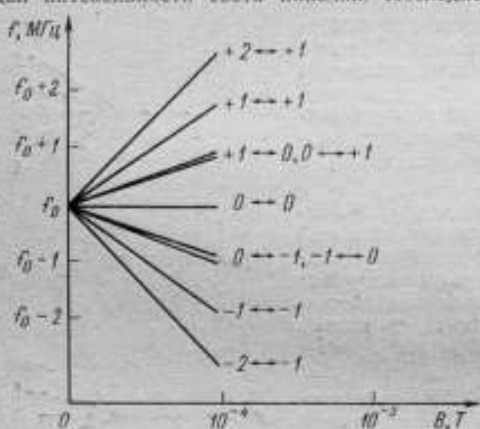


Рис. 3. Схема СВЧ-спектра атома щелочного металла ($1=3/2$) для переходов в основном состоянии с изменением полных угловых моментов ($m_F = \pm 1$)

Третий способ борьбы с систематическими ошибками МОН состоит в импульсной накачке применительно к ортогелию [22]. Эта среда имеет одиночную линию резонанса, которая, однако, сильно возмущается мощной накачкой, что и приводит к значительным систематическим погрешностям. В случае применения импульсной накачки после импульса света система подвергается в темноте действию контролирующего радиополя, результат действия которого проверяется при следующем импульсе накачки. Таким образом, пробное радиочастотное поле взаимодействует с невозмущенной системой, что резко снижает систематические погрешности при некоторой потере чувствительности. Система эта находится на стадии исследования.

Четвертый способ совершенствования МОН заключается в сочетании оптической накачки с измерением искомой частоты магнитного перехода непосредственно по радиочастотному излучению среды в условиях отсутствия светового возмущения. Такое сочетание принципов МОН и протонного магнитометра возможно применительно к ядру парамагнетику He^3 , накачиваемому оптически через обменное взаимодействие состояний $1S_0$ и 2^3S_1 . Для этой системы характерна высокая концентрация поляризованных ядер, допускающая прямую регистрацию сигнала свободной прецессии или генерацию вынужденного излучения. Магнитометр, использующий свободную прецессию ядер гелия после выключения света накачки [23], можно сравнить с протонным. Интенсивности сигналов обеих систем оказываются сопоставимыми, хотя время релаксации ядер He^3 примерно на три порядка больше, чем для протонов воды. Это создает возможность для проведения высокоточных длительных абсолютных измерений. Неудобство импульсного режима работы

может быть преодолено применением второго прибора, накачиваемого со сдвигом во времени по отношению к первому, или переходом на самогенерирующую систему (мазер) [24]. При этом накачка рабочего объема происходит непрерывно за счет диффузии поляризованных ядер из другого объема, где проводится оптическая накачка. Однако указанные преимущества непрерывного режима работы достигаются за счет использования настроенного колебательного контура, наличие которого может привести к возникновению погрешностей (затягивание частоты).

Таким образом, имеются реальные пути резкого снижения абсолютной погрешности МОН с доведением ее до пороговой чувствительности (10^{-11} — 10^{-12} Г).

Порог чувствительности существующих устройств близок к теоретическому пределу, устанавливаемому параметрами рабочей среды и системой накачки, поэтому понижение его должно осуществляться за счет улучшения релаксационных характеристик рабочих сред и усовершенствования накачки. Положительные результаты может дать применение для накачки лазеров [25], так как это позволяет достигать полной поляризации рабочего вещества при оптимальных условиях регистрации. Однако в настоящее время перестраиваемые высокостабильные лазеры являются уникальными лабораторными устройствами, не имеющими широкого применения. Наиболее перспективной рабочей средой, по-видимому, является ортогелий He^1 , для которого имеется разрыв на 1—2 порядка между временами жизни метастабильных атомов, обусловленных диффузией на стенки сосуда, и реализуемым временем релаксации в условиях оптической накачки и электрического разряда, генерирующего ортогелий из парагелия. Этот разрыв свидетельствует о потенциальном резерве чувствительности.

Высокого порога чувствительности особенно за счет увеличения времени измерения, можно достигнуть при использовании упомянутых выше «гибридных» систем с поляризованными ядрами He^3 . Для этих систем увеличение времени измерения играет двоякую роль. Во-первых, как и в других системах, при наличии некоррелированных помех точность измерения возрастает с ро-

стом времени Δt измерения как $\Delta t^{\frac{1}{2}}$. Во-вторых, исключительно малая собственная ширина резонанса He^3 , соответствующая времени релаксации $T_2 = 10^3$ — 10^4 с, реализуется полностью лишь при $\Delta t \approx T_2$, так что пока сохраняется условие $\Delta t < T_2$, эффективная ширина резонанса определяется временем Δt измерения и пропорциональна $(\Delta t)^{-1}$. Поэтому при $\Delta t < T_2$ чувствительность пропорциональна $(\Delta t)^{\frac{3}{2}}$. Теоретический порог чувствительности подобных систем на порядки меньше порога чувствительности существующих устройств. Однако до настоящего времени реализован умеренный порог чувствительности 10^{-10} Г в варианте свободной прецессии в He^3 [23, 26]. Следует заметить, что применение ядерного парамагнетизма делает подобные системы крайне чувствительными к вращению вокруг вектора индукции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М., Наука, 1972.
2. Kastler A., Cohen—Tannoudji C. Optical pumping—*Progr. Opt.*, 1966, v. 5.
3. Happer W. Optical pumping.—*Rev. Modern Phys.*, 1972, v. 44, № 2.
4. Новиков Л. Н., Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В. Когерентные явления в системах, взаимодействующих с когерентным излучением.—*Успехи физических наук*, 1970, т. 101, вып. 2.
5. Александров Е. Б. Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний.—*Успехи физических наук*, 1972, т. 107, вып. 4.

6. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., Изд-во ЛГУ, 1975.
7. Slocum R. E., Mc Gregor D. D. Measurement of the geomagnetic field using parametric resonances on optically pumped He⁴—IEEE Trans. Magn., 1974, v. 10, № 3.
8. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А. Возможности измерения малых магнитных полей методами оптической ориентации атомов. — Оптика и спектроскопия, 1967, т. 23, вып. 2.
9. Dupont—Roc. J., Haroche S., Cohen—Tannoudji. Detection of very weak magnetic fields (10^{-9} gauss) Ry nb⁵⁷ zero-filled level crossing resonances Phys. Lett., 1969, v. 28A, № 9.
10. Slocum R. E., Marton V. I. Measurement of weak magnetic fields using zero-field parametric resonance in optically pumped He.—IEEE Trans. Magnet., 1973, v. 9, № 3.
11. Андрианов Б. А., Белый В. А., Гринько И. Е. Трехкомпонентный квантовый магнитометр с оптической накачкой. — В кн.: Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля», Л., ВНИИМ, 1975.
12. Meilleroux J. L. Progrès récent sur le magnetometre a vapeur de cesium type asservi.—Rev. Phys. Appl. 1970, v. 5, № 1.
13. Hartman F. Resonance magnetometers—IEEE Trans. Magn., 1972, v. 8, № 1.
14. Scheerer L. D., Colegrove F. D., Walters G. K. Optically pumped nuclear magnetometer—Rev. Sci. Instrum., 1963, v. 34, № 9.
15. Hanuise G. Magnetometre a pompage optique sur les isotopes du mercure.—Rev. Phys. Appl. 1970, v. 5, № 1.
16. Grivet P. A., Malnar L. Measurement of weak magnetic fields by magnetic resonance.—Advan. Electron. Phys. 1967, v. 23.
17. Доватор Н. А., Житников Р. А., Кулешов П. П. Самогенерирующий гелиевый магнитометр с автоматической подстройкой фазы. — Геофизическая аппаратура, Л., Недра, 1974, вып. 56.
18. Arditi M. Magnetometre a pompage optique utilisant l'emission induite en microondes.—Mem. de l'art. Franc., 1965, v. 39, № 152.
19. Наумов А. П. Метрологические возможности магнитометров с оптической накачкой, основанных на индуцированном микроволновом излучении. — В кн. Приборы и методы измерения магнитных полей. Фрунзе, Илим, 1968.
20. Александров Е. Б., Мамирин А. Б. О возможности абсолютных измерений СТС-магнитометром в области магнитных индукций 10^{-8} — 10^{-3} Т. В кн.: Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля», Л., ВНИИМ, 1975.
21. Allen J. H., Bender P. L. Narrow line rubidium magnetometer for high accuracy field measurements. J. Geomagn. Geoelectr. 1972, v. 24, № 1.
22. Ernvein—Pecquenard J., Malnar L. Horloge atomique a pompage optique sequentiel.—C. R. Acad. Sci. Paris, 1969, v. 268, № 12.
23. Slocum R. E., Marton V. I. A nuclear free precession magnetometer using optically polarized He³ gas.—IEEE Trans. Magn., 1974, v. 10, № 3.
24. Robinson H. G., Than Myint. He³ nuclear zeeman maser.—Appl. Phys. Lett. 1964, v. 5, № 2.
25. Picque J. L. Hyperfine optical pumping of cesium with a C. W. Ga As laser.—IEEE J. Quant. Electron. 1974, v. 10, № 12.
26. Белый В. А., Поздняков В. И. Магнитометр на He³. — В кн. Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля», Л., ВНИИМ, 1975.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

К сверхпроводящим (с. п.) магнитометрическим приборам можно отнести магнитометры (тесламетры), градиентометры и устройства формирования магнитного поля с заданными характеристиками.

Принцип действия наиболее распространенных типов с. п. магнитометров основывается на трех эффектах: интерференционном эффекте в многосвязных сверхпроводниках с контактами Джозефсона, зависящем от индукции магнитного поля; эффекте квантования магнитного потока в многосвязных сверхпроводниках с одним контактом Джозефсона и эффекте Мейснера в массивных сверхпроводниках.

Первый эффект позволяет наблюдать интерференцию волн де Бройля сверхпроводящих электронов, проходящих по двум или более ветвям сверхпроводящего контура, содержащего контакты Джозефсона (рис. 1). Зависимость длины волн электрона от обобщенного импульса и в конечном счете от вектор-потенциала A , согласно основным соотношениям квантовой механики, приводит к зависимости интерференционных явлений в многосвязных сверхпроводниках от слабого внешнего магнитного поля. Волны всех электронов в данном месте сверхпроводника имеют одинаковую фазу и поэтому эффект может отнести к макроскопическим.

Для исследования воздействия магнитного поля на фазу электронных волн служат контакты Джозефсона, критический ток которых зависит от разности фаз φ электронных волн на его берегах согласно закону

$$I_c = I_{Dc} \sin \varphi, \quad (1)$$

где I_{Dc} — некоторая величина, постоянная для данного типа контакта.

Простейший контакт Джозефсона KD представляет собой две тонкие пленки сверхпроводника, разделенные слоем изолятора в 1–2 нм, через который может осуществляться туннельное прохождение сверхпроводящих электронов (куперовских пар).

Контур с двумя KD (рис. 1) представляет собой двухконтактный сверхпроводниковый квантовый интерферометр (СКИ). После прохождения электронами левой и правой ветви происходит интерференция этих двух потоков. Она определяется зависимостью критического тока СКИ от магнитного потока $\Phi = S_0 B$, направленного перпендикулярно плоскости контура. В простейшем случае при $Li \ll \Phi_0$

$$I_c^* = 2I_{Dc} \left| \cos \left(\frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (2)$$

где S_0 — площадь СКИ; Φ_0 — квант потока; $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ Вб = $\frac{hc}{2e} h$ — постоянная Плавка; c — скорость света; e — заряд электрона; L — индуктивность контура; i — экранирующий ток СКИ.

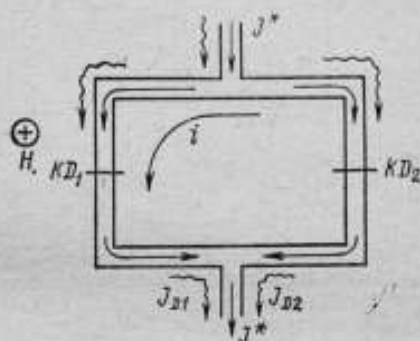


Рис. 1. Схема сверхпроводящего интерферометра:

$KD1$ и $KD2$ — контакты Джозефсона; $i = 1/2$;

$$I^* = I_{D2} \left(i + \frac{1}{2} I^* = I_{D1} \right).$$

Зависимость $I_c^*(B)$ является одной из основных магнитометрических характеристик сверхпроводящих магнитометров.

Период зависимости $I_c^*(\Phi/\Phi_0)$ равен $\Delta B = \frac{\Phi_0}{S_0}$, что при $S_0 = 1 \text{ см}^2$ дает $\Delta B = 2 \cdot 10^{-11} \text{ Т}$ (рис. 2).

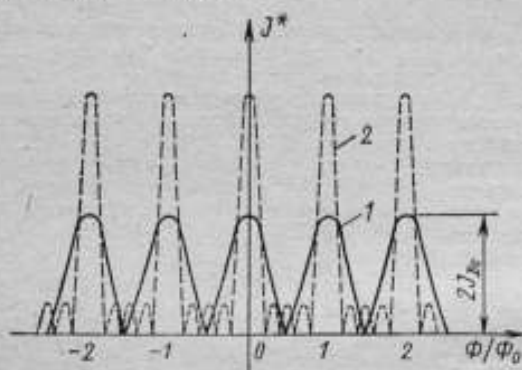


Рис. 2. Зависимость критического тока сверхпроводящего интерферометра с двумя (1) и пятью (2) одинаковыми контактами Джозефсона от магнитного потока, создаваемого внешним полем.

$$I_c^*(\Phi) = I_{Dc} \frac{\sin [N(\pi\Phi/\Phi_0)]}{\sin (\pi\Phi/\Phi_0)}. \quad (3)$$

Рассмотрим вольт-амперные характеристики (ВАХ) контактов Джозефсона мостикового типа в СКИ. На рис. 3 показана ВАХ двух параллельно соединенных контактов СКИ для случая, когда через площадь квантования СКИ проходит поток квантов, равный целому числу. Согласно (2), модуляция критического тока равна ΔI . Кроме осцилляций критического тока $I_c^*(\Phi)$, наблюдается периодическое изменение всей ВАХ СКИ при изменении внешнего поля. В результате при заданном через СКИ транспортном токе $I^* = 2I_{Dc}$, который должен поддерживаться постоянным на протяжении всего эксперимента, и при изменении индукции поля B происходят периодические изменения напряжения на СКИ с максимальной амплитудой, равной ΔV_m .

$$\Delta V_m = RI_{Dc} \left| \sin \left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (4)$$

где $R = R_1 = R_2$ — нормальное сопротивление контактов Джозефсона в СКИ. Период осцилляций тот же, что и для $I_c^*(\Phi)$, т. е. $\Delta B = \frac{\Phi_0}{S_0}$. На практике именно в этом режиме СКИ используются как преобразователь с. п. магнитометров. В принципе величина ΔV_m может достигать сотен микровольт, что при $\Delta B = 10^{-11} \text{ Т}$ соответствует коэффициенту преобразования $10^{-4} \text{ В}/10^{-11} \text{ Т} = 10^7 \text{ В/Т}$. Благодаря исключительно низкому шуму преобразователей с. п. магнитометров, работающих при $T = 4,2^\circ \text{ К}$ и имеющих сопротивление 0,1—1 Ом, становится возможным измерение приращений магнитной индукции до 10^{-18} — 10^{-17} Т в интервале 0—1 Гц.

Увеличение S_0 ограничивается собственными шумами СКИ.

Рассмотренное явление во многом аналогично интерференции пучков света, прошедших через две щели. Это позволило назвать с. п. контур с параллельно включенными контактами Джозефсона с. п. интерферометром. В случае параллельного соединения N одинаковых контактов в результате интерференции можно получить зависимость $I_c^*(\Phi)$ вида

Эффект квантования магнитного потока в многосвязных сверхпроводниках можно рассмотреть на примере массивного с. п. кольца с радиусом r . Из квантовой механики известно, что момент количества движения M_z сверхпроводящих электронов квантуется (Z — ось, перпендикулярная плоскости кольца)

$$M_z = rP = \left(P_S + \frac{2e}{c} A \right) r = nh,$$

где A — вектор-потенциал; P_S — механический импульс электронов; P — обобщенный импульс; $h = h/2\pi$; $n = 0, 1, 2, \dots$

Следовательно

$$\oint P_S dl + \frac{2e}{c} \oint A dl = 2m \oint v_s dl + \frac{2e}{c} \oint A dl = nh,$$

где v_s — скорость куперовских пар; m — масса электрона.

Учитывая, что плотность тока j_s описывается формулой $j_s = v_s n_s e$, где n_s — плотность электронов в металле, запишем

$$\frac{mc}{e^2 n_s} \oint j_s dl + \Phi = n \Phi_0,$$

где

$$\oint j_s dl = \oint A dl, \quad \Phi_0 = \frac{hc}{2e},$$

Φ — полный магнитный поток через контур C ; $j_s = 0$, если контур обхода C находится в глубине массивного сверхпроводника на расстоянии, большем глубины проникновения λ магнитного поля в нем. Тогда $\Phi = n \Phi_0$, т. е. происходит квантование магнитного потока. В массивном кольце квантовое состояние n сохраняется неизменным. Если в кольце имеется контакт Джозефсона, то его можно рассматривать, как участок с толщиной, меньшей глубины проникновения. В результате магнитный поток внутри контура меняется с ростом внешнего поля B , перпендикулярного плоскости контура, однако он может изменяться скачками каждый раз на величину кванта потока Φ_0 . Возникновение таких переходов объясняется наличием набора энергетических состояний и выбором системой каждый раз состояния с минимальным уровнем свободной энергии (в магнитном поле). При этом зависимость магнитного потока внутри кольца Φ от потока внешнего поля Φ^* может иметь ступенчатый вид (рис. 4). Если же включить контур со слабой связью в систему, состоящую из резонансного контура и контура накачки, создающего высокочастотный ток в с. п. контуре, то напряжение на резонансном контуре, индуктивно связанном с с. п. контуром, будет периодически изменяться при

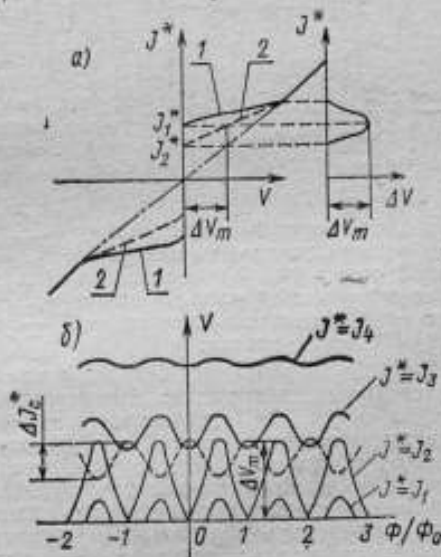


Рис. 3. Сверхпроводящий интерферометр:

a — вольт-амперная характеристика; $\Delta I_c^* = I_c^* - I_s^*$; $I_c^* = 2I_c$; справа — зависимость амплитуды ΔV осцилляций напряжения от транспортного тока для случая — когда поток через площадь квантования СКИ равен целому и полужелому числу квантов (кривые 1 и 2 соответственно); b — зависимость осцилляций напряжения и критического тока от потока внешнего магнитного поля

фиксированной мощности накачки по мере роста (уменьшения) индукции поля B . Период этих изменений определяется квантом потока $\Delta\Phi = \Phi_0/s_0$ и связан с вышеуказанной зависимостью $\Phi(\Phi^*)$ [1—4]. Опыт показал, что с помощью таких преобразователей можно обнаружить приращения магнитного потока, соответствующие $10^{-4} \Phi_0$, т. е. при $s_0 = 1 \text{ см}^2$ регистрировать поля с индукцией $10^{-14}—10^{-15} \text{ Т}$ (постоянная времени прибора 1 с). Как показали теоретические расчеты, можно достигнуть и более высокого порога чувствительности ($10^{-16}—10^{-18} \text{ Т}$).

Следует заметить, что описанные выше преобразователи измеряют приращения магнитной индукции относительно уровня, при котором произошел переход металла с п. контура в сверхпроводящее состояние при заливке гелия в криостат.

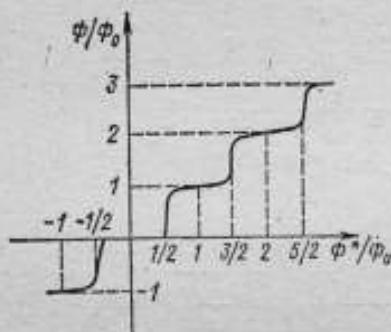


Рис. 4. Зависимость магнитного потока в сверхпроводящем контуре со слабой связью ($\Phi \equiv \Phi_0$) от магнитного потока ($\Phi^* \equiv \Phi_e$) внешнего магнитного поля при квантовании магнитного потока.

обмотка связи, подключенная к измерительному тракту. В торцевой части цилиндра расположен нагреватель для периодического разогрева цилиндра до температуры выше критической с последующим охлаждением вновь до с. п. состояния. В момент разогрева магнитное поле в силу эффекта Мейснера (идеального диамагнетизма сверхпроводника) выталкивается из цилиндра, в результате чего потокоцепление с катушкой изменяется и на ней появляется напряжение, пропорциональное измеряемой составляющей индукции магнитного поля, направленной вдоль оси катушки. Высокий уровень собственных шумов (в данном случае тепловых) не позволяет повысить чувствительность таких приборов до 10^{-10} Т в области частот до 1 Гц.

Следует отметить, что для изготовления преобразователей с п. магнитометров первых двух типов требуются обычные технически чистые олово, свинец, индий, ниобий, тантал.

Связь основных магнитометрических характеристик с п. магнитометров с квантом потока Φ_0 и площадью квантования контура позволяет надеяться на возможные высокие метрологические свойства таких приборов.

В сверхпроводящих магнитометрах допускается значительный фон постоянного поля, в котором производится перевод преобразователя в с. п. состояние. Таким образом, преобразователь может находиться в поле, равном единицам и десяткам миллитесла, а измерять приращения $10^{-14}—10^{-15} \text{ Т}$ в достаточно широком динамическом диапазоне. В аналоговом режиме этот диапазон достигает $10^2—10^4$, в цифровом — при счете отдельных квантовых осцилляций (по Φ_0) может перекрывать приращения магнитной индукции от 10^{-11} Т до десятков миллитесла с разрешением 10^{-11} Т . Использование с п. концентраторов магнитного поля позволит еще более расширить динамический диапазон. Быстродействие преобразователей с контактами Джозефсона может достигать $10^{-9}—10^{-10} \text{ с}$. Большинство преобразователей с п.

В принципе можно измерить и абсолютное значение индукции магнитного поля, для этого лишь надо управлять изменением магнитного потока, проходящего через контур пиферометра или контур с одним контактом Джозефсона. Примером может служить вращение преобразователя в поле в период изменения площади контура, перпендикулярной вектору индукции.

В настоящее время созданы с п. магнитометры, которые, несмотря на неподвижное положение в пространстве, измеряют абсолютное значение составляющих индукции с порогом чувствительности, достигающим 10^{-10} Т . Преобразователь такого магнитометра представляет собой сплошной цилиндр, на котором намотана

магнитометров изготавливаются методом тонкопленочной технологии, позволяющим наиболее рационально объединить в единых модулях с. п. преобразователь и усилительные полупроводниковые интегральные элементы прибора. Стабильность начального отсчетного уровня приборов определяется в основном стабильностью характеристик усилителей, используемых для выделения сигнала преобразователей, и может быть весьма высокой.

Значительное увеличение чувствительности достигается при использовании концентраторов магнитного поля, например, сверхпроводящего кольца, ед. электрически соединенного с интерферометром (рис. 5). Для проволоочного кольца диаметром D с радиусом проволоки r концентрация поля в области

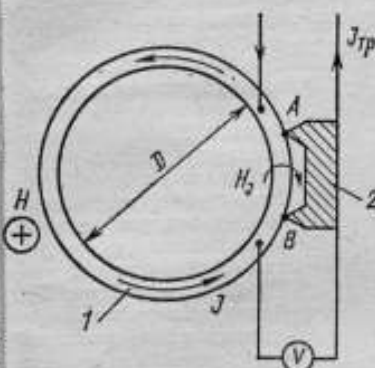


Рис. 5. Преобразователь сверхпроводящего магнитометра, состоящий из кольца (1) и интерферометра (2) с двумя контактами Джозефсона (А и В); $I_{tr} \equiv I^*$

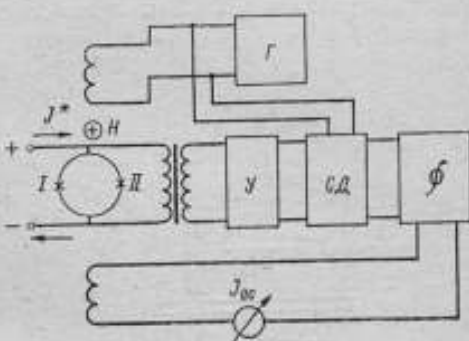


Рис. 6. Принципиальная электрическая схема сверхпроводящего магнитометра с интерферометром, имеющим два контакта Джозефсона (I и II):

G — звуковой генератор; Y — виброшумящий усилитель; CD — синхронный детектор; Φ — интегратор; I_{0c} — ток в отрицательной обратной связи

СКИ достигает $D/5r$, что равно 1000 при $D=100$ мм, $r=0,02$ мм. При этом диаметр может быть значительно больше предельных размеров контура СКИ (более 1 см), благодаря большой устойчивости с. п. кольца без слабых связей. Электрическая схема с. п. магнитометра с интерферометром в качестве преобразователя показана на рис. 6.

Все с. п. магнитометры работают при температуре жидкого гелия (около 4 К), который заливается в криостаты емкостью от одного до нескольких литров. Криостаты рассчитаны на работу без дозаправки от нескольких часов до нескольких суток. В настоящее время с. п. магнитометры применяются для измерения слабой намагниченности различных веществ, параметров магнитных полей сердца и мозга человека, намагниченности грунта Луны и др.

С помощью градиентометров (СГ) можно производить высокочувствительные измерения приращений во времени градиента той или иной составляющей магнитного поля даже при малой базе преобразователя, т. е. практически точечные измерения малых градиентов достигаются за счет высокой чувствительности отдельных с. п. магнитометров (СМ), которые при включении СГ существуют по дифференциальной схеме обеспечения измерения градиентов. Существуют СГ с порогом чувствительности $10^{-14} \div 10^{-15}$ Т/см при базе 10—20 см и диапазоне частот 0—1 Гц. Другим преимуществом преобразователей СГ является то, что кроме дифференциальной схемы включения двух СМ существуют полностью сверхпроводящие преобразователи СГ, которые не имеют преобразователей СМ. Таким образом, сверхпроводимость дает возможность создать собственно градиентометрический преобразователь, сигнал от которого пропорционален приращению той или иной составляющей маг-

нитной индукции. С помощью СГ преобразователя достигнута чувствительность 10^{-14} Т/см при базе в 10 см постоянной времени прибора около 1 с. На рис. 7 показан с. п. градиентометр, а также вольт-градиентная зависимость $V(I)$. В указанных преобразователях СГ изменение градиента приводит к появлению тока I_T в замкнутом с. п. контуре преобразователя. Изменение этого изменения градиента сводится к измерению I_T с помощью того или иного с. п. гальванометра, чаще всего им является СМ, который измеряет индукцию магнитного поля, создаваемого током I_T . В связи с этим для преобразователей СМ зависимость $V(I)$ качественно совпадает с зависимостью $V(B)$. Более подробно СГ описаны в [5]. По остальным свойствам СГ в основном аналогичны СМ. СГ применяются для исследования магнитного поля

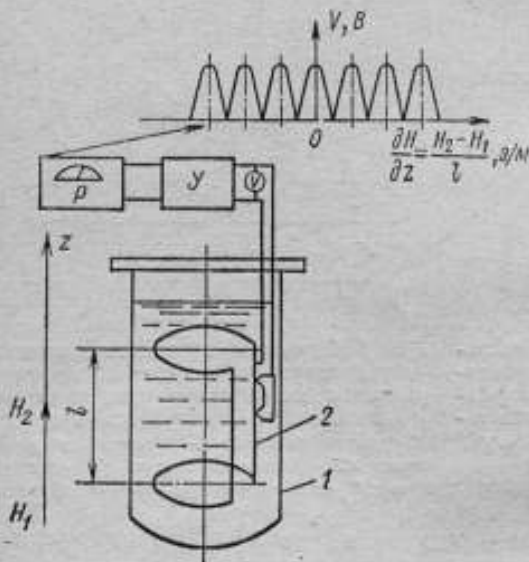


Рис. 7. Схема сверхпроводящего градиентометра

1—криостат; 2—преобразователь; P—регистратор; Y—усилитель

зуются экраны с соотношением $l/d \geq 4$, где d — внутренний диаметр цилиндра, l — длина. Составляющая индукции переменного во времени магнитного поля вдоль оси экрана экранируется по мере продвижения внутрь экрана по оси в 1200 раз при каждом перемещении на длину, равную d , а составляющая, перпендикулярная к оси, приблизительно в 40 раз. Таким образом, уменьшение индукции магнитного поля по мере продвижения внутрь экрана происходит экспоненциально. Эти коэффициенты не зависят от качества сверхпроводника.

Стационарное магнитное поле экранируется одиночными экранами (с объемами от нескольких кубических сантиметров до нескольких кубических дециметров) в десятки и сотни раз в зависимости от индукции внешнего экранируемого магнитного поля: меньше в больших полях (порядка земного) и больше в меньших полях (менее земного в 10—100 и более раз).

Рис. 8 поясняет принцип работы СЭ при экранировании стационарного магнитного поля. Здесь используется эффект Мейснера — выталкивание магнитного поля из толщи сверхпроводника. При этом важное значение имеет

сердца и мозга человека в условиях помещений, неэкранированных от вариаций однородного поля Земли (США); для измерения приращений градиентов вертикальной составляющей магнитного поля Земли при установке их на легких самолетах (Финляндия).

С. п. устройства для формирования магнитного поля с заданными характеристиками включают в себя: экраны для экранирования только меняющихся и стационарных магнитных полей; устройства для создания магнитного поля с высокой однородностью и стабильностью; концентраторы магнитного поля; модуляторы магнитного поля.

С. п. экраны (СЭ) чаще всего имеют вид полых цилиндров с дном или без дна и, как правило, изготавливаются из свинца. Обычно исполь-

форма сверхпроводника. В данном случае используется направленный перевод в с. п. состояние оболочек с полусферическим дном. По мере охлаждения СЭ поле выталкивается снизу вверх из все больших участков оболочки и в конечном счете силовые линии обтекают значительный объем полости оболочки.

Дальнейшего увеличения экранирования стационарного поля можно достигнуть с помощью нескольких коаксиальных оболочек (начиная от внешней и кончая внутренней) при последовательном переводе их в с. п. состояние. Кратность экранирования, т. е. отношение индукции внешнего поля к полю в рабочем объеме внутренней оболочки, равна произведению коэффициентов экранирования отдельных СЭ. Подобные СЭ обеспечивают ослабление земного поля в тепловом объеме 0,5—1 л до 10^{-12} — 10^{-13} Т (рис. 9). СЭ находят применение в экспериментальной биофизике при создании и калибровке высокочувствительных магнитометрических устройств, в исследованиях магнитных свойств веществ и др.

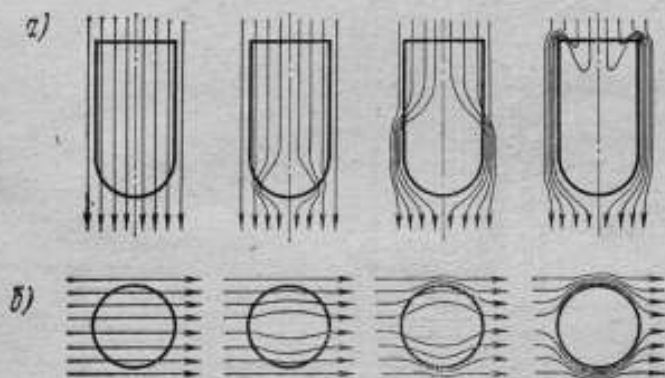


Рис. 8. Динамика эффекта Мейснера по мере зарождения и движения снизу вверх сверхпроводящей фазы в сверхпроводниковом экране:

а — вид в разрезе; б — вид сверху

Представляет интерес создание очень однородного поля при внешнем неоднородном в устройстве, имеющем вид кругового с. п. цилиндра достаточно большой длины ($l/d \gg 1$). Используя эффект замороженного магнитного потока в цилиндре, можно получить в объеме 200 см³ магнитное поле $B_0 = 10^{-2}$ — 10^{-4} Т с относительной неоднородностью $\delta B/B_0 = 10^{-6}$. Сверхпроводимость обеспечивает чрезвычайно высокую стабильность этого однородного поля. Например, в СЭ с диаметром полости 10 см нестабильность поля не превышает 10^{-14} в диапазоне частот 0—1 Гц.

В ряде случаев возникает необходимость сконцентрировать магнитное поле в некотором объеме. С. п. концентраторы, используя одно из основных свойств сверхпроводников — идеальный диамагнетизм, практически не зависящий в широком диапазоне значений индукции от качества сверхпроводника — позволяют сравнительно просто концентрировать поле, увеличивая его индукцию в десятки и сотни раз.

Для более удобного и точного измерения индукции постоянного поля, благодаря сверхпроводящим модуляторам можно преобразовать постоянное поле в переменное, а затем, используя закон Фарадея, измерить возникающее в контуре, находящемся в этом поле, напряжение. Обычно с. п. модуляторы представляют собой тонкостенные или сплошные с. п. цилиндры, периодически подогреваемые до температуры выше критической для данного сверхпроводника (1 с). Модуляция сверхпроводимости в то же время позво-

лется на основе сплошных цилиндров построить с. п. магнитометры для измерения абсолютного значения составляющей индукции магнитного поля вдоль цилиндра.

В настоящее время исследования магнитометрических приборов и устройств направлены на достижение теоретически обоснованных порогов чувст-

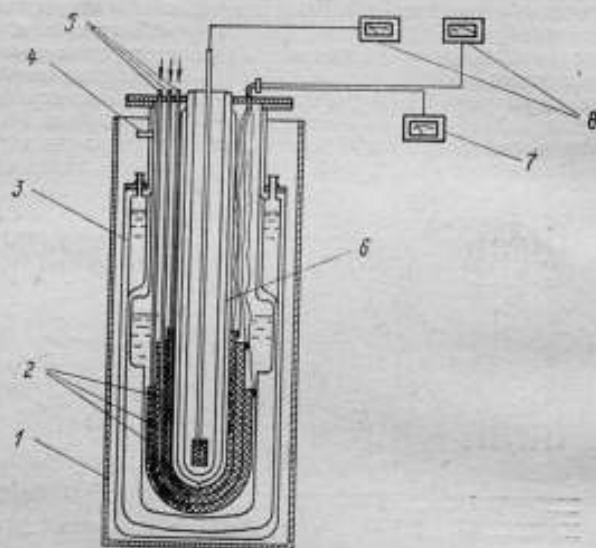


Рис. 9. Схема трехслойного сверхпроводящего экрана

1—вспомогательный ферромагнитный экран; 2—свинцовые оболочки; 3—гелиевый криостат; 4—патрубок для выхода паров гелия; 5—сифон для подачи жидкого гелия и соответствующие оболочки; 6—внутрикриостат для обеспечения внутри оболочек теплового объема; 7 и 8—регистраторы поля и температуры

вительности с. п. магнитометров и с. п. градиентометров соответственно до 10^{-16} — 10^{-18} Т и 10^{-17} — 10^{-19} Т/см (при базе градиентометров в 10 см) за счет совершенствования преобразователей, низкочастотных электронных усилительных устройств и немагнитных криостатов. Ведутся работы по созданию преобразователей, работающих в диапазоне температур жидкого водорода (при соответствующем увеличении срока хранения этого хладагента), а также многокомпонентных систем преобразователей. Проводятся исследования физических процессов в с. п. экранах с целью дальнейшего повышения коэффициентов экранирования стационарного магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уильямс Дж. Сверхпроводимость и ее применение в технике. М., Мир, 1973.
2. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М., Мир, 1974.
3. Буккель В. Сверхпроводимость. М., Мир, 1975.
4. Proceedings of IEEE, 1973, v. 61, № 1.
5. Бондаренко С. И. Сверхпроводящие квантовые градиентометры. — Геофизическая аппаратура, Л., Недра, 1975, вып. 57.

МЕТОДЫ КОМПАРИРОВАНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ СРЕДНИХ И СИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ И ПОСТОЯННЫХ ПОЛЕЙ

Развитие тяжелого электромашиностроения, ускорительной и других отраслей техники привело к необходимости точного измерения магнитной индукции средних переменных синусоидальных полей в диапазоне 0,05—2 Т на частотах 20—500 Гц и выше. В последние годы разработан ряд тесламетров переменного поля класса 0,5—3 [1, 2], поверка которых должна осуществляться с помощью средств измерения, позволяющих воспроизводить и измерить магнитную индукцию переменного поля в указанном диапазоне с погрешностью 0,1—0,2%. Создание таких средств измерения сопряжено со значительными трудностями из-за отсутствия абсолютного метода измерения и невозможности разработки расчетных мер магнитной индукции средних переменных полей. На наш взгляд, наиболее точным методом измерения является компарирование магнитной индукции переменного поля с магнитной индукцией постоянного поля, измеряемой, например, с помощью ядерного магнитного резонанса.

До настоящего времени такое компарирование производилось исключительно с помощью гальваномагнитных преобразователей (преобразователей магнитосопротивления или двух включенных каскадно преобразователей Холла) [3], обладающих функцией преобразования, близкой к квадратичной, и позволяющих в силу этого сравнивать действующее значение магнитной индукции переменного поля B_d с магнитной индукцией постоянного поля B_0 . Действительно, если выходная величина преобразователя $q = kB^2$, (где k — коэффициент пропорциональности), то при $B = B_m \sin \omega t$ $q = kB_m^2 \sin^2 \omega t = kB_d^2 (1 - \cos 2\omega t)$. С другой стороны, в постоянном магнитном поле $q = kB_0^2$. Таким образом, помещая преобразователь поочередно в переменное и постоянное магнитное поле и реализуя равенство $kB_d^2 = kB_0^2$, можно определить B_d .

Анализ погрешностей компараторов, основанных на использовании гальваномагнитных преобразователей, показывает, что доминирующей является погрешность $\delta_{\text{кв}}$, обусловленная отклонением от квадратичности зависимости $q = f(B)$. В работе [3] показано, что для преобразователей магнитосопротивления прямоугольной формы эту погрешность можно определить по приближенным формулам

$$\begin{aligned} \delta_{\text{кв}} &= 1/6 (3\pi/8uB)^2 \text{ при } a/b < 0,35 \quad \theta < 0,45; \\ \delta_{\text{кв}} &= 1/16 (3\pi/8uB)^2 \text{ при } a/b > 1 \quad \theta < 0,45; \end{aligned} \quad (1)$$

где a и b — размеры сторон пластины преобразователя; θ — угол Холла; u — подвижность носителей заряда.

Определим выражение для $\delta_{\text{кв}}$ в случае, когда преобразователь компаратора образован двумя преобразователями Холла, включенными каскадно (рис. 1). Преобразователь Холла 1 питается от источника постоянного тока I_1 . Холловские электроды этого преобразователя подключены к токовым электродам преобразователя 2. Таким образом, ток питания преобразователя 2

$$I_2 = \frac{u_{\text{max}} I_1}{R_{\text{ХХ}2}} = \frac{S_{\text{ВН}} I B_m}{R_{\text{ХХ}2}} \sin \omega t,$$

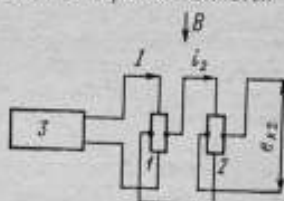


Рис. 1. Схема каскадного включения преобразователей Холла

а. э. д. с. Холла на выходе преобразователя 2

$$e_{x2} = S_{B12} I_2 B_m \sin \omega t = \frac{S_{B11} S_{B12}}{R_{Bx2}} I B_x^2 (1 - \cos 2\omega t),$$

где S_{B11} и S_{B12} — удельные чувствительности преобразователей 1 и 2. Поскольку вследствие эффекта магнитосопротивления входное сопротивление второго преобразователя $R_{Bx2} = R_{Bx2}(0) (1 + k \sin^2 \omega t)$ (где $k = \xi(uB)^2$; ξ — коэффициент формы), то

$$e_{x2} = \frac{S_{B11} S_{B12} I B_x^2 (1 - \cos 2\omega t)}{R_{Bx2}(0) (1 + k \sin^2 \omega t)}$$

Разлагая $(1 - \cos 2\omega t)/(1 + k \sin^2 \omega t)$ в ряд Фурье, найдем постоянную составляющую a_0

$$a_0 = \frac{2}{k} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+k}} \right).$$

Погрешность $\delta_{\text{кв}}$, определяемая как отношение $\frac{e_{x2}^* - e_{x2}}{e_{x2}}$ (где e_{x2} и e_{x2}^* — значение э. д. с. Холла при входном сопротивлении R_{Bx2} , не зависящем и зависящем от B), равна

$$\delta_{\text{кв}} = 1 - \alpha_0 = 1 - \frac{2}{k} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+k}} \right). \quad (2)$$

На рис. 2 показаны зависимости погрешности $\delta_{\text{кв}}$ от значения uB , рассчитанные по формулам (1) и (2). Воспользовавшись этими кривыми, определим, например, значение магнитной индукции, при которой $\delta_{\text{кв}}$ достигает 1%. Если в качестве компарирующего преобразователя применяются каскадно включенные преобразователи Холла, то используя кривую 3, получим $uB = 0,17$. Для преобразователей, изготовленных из InSb с концентрацией носителей заряда $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$,

подвижность носителей заряда $\mu \approx 2 \frac{\text{м}^2}{\text{сВ}}$

следовательно, $B = 0,17/4 \approx 0,04 \text{ Т}$. Для преобразователей магнитосопротивления, изготовленных из того же материала, значение B , соответствующее $\delta_{\text{кв}} = 1\%$, лежит в пределах 0,05—0,09 Т в зависимости от соотношения геометрических размеров. Таким образом, как видно из приведенных данных, компарирование магнитной индукции переменных и постоянных полей с помощью гальваномангнитных преобразователей может быть осуществлено только в сравнительно узком диапазоне магнитных индукций, ограниченном сверху отклонением от квадратичности функций преобразования, а снизу — малой чувствительностью первичных преобразователей.

Авторами предложен более точный метод компарирования, позволяющий использовать первичные преобразователи с любой функцией преобразования, в результате чего диапазон измерения оказывается неограниченным со стороны сильных магнитных индукций. Сущность метода заключается в том, что

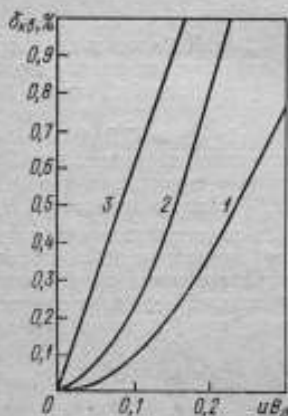


Рис. 2. Зависимости погрешности $\delta_{\text{кв}}$ от значения uB :

кривые 1 и 2 — вычислены по формулам (1), кривая 3 — по формуле (2)

магнитометрический преобразователь, помещаемый поочередно в переменное и постоянное магнитное поле, в постоянном поле приводится во вращение с угловой скоростью $\omega = 2\pi f$, где f — частота измеряемой магнитной индукции переменного поля. Изменяя значение магнитной индукции постоянного поля, добиваются равенства выходных сигналов преобразователя в постоянном и переменном полях, что соответствует равенству амплитуды магнитной индукции переменного поля магнитной индукции постоянного поля.

Практический интерес представляет использование в качестве первичного магнитометрического преобразователя измерительной катушки, приводимой во вращение электродвигателем. В этом случае методическая погрешность компарирования складывается в основном из погрешности, обусловленной наличием высших гармоник в спектре магнитной индукции δ' , и погрешности δ'' , связанной с нелинейными искажениями формы выходного сигнала катушки (при вращении ее в постоянном поле) в результате пространственной неоднородности поля и неравномерности скорости вращения.

Предположим вначале, что компарируемые магнитные индукции однородны в пределах размеров катушки, а переменная магнитная индукция B содержит высшие гармоники, т. е. $B_{\sim} = \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \cos n\omega t$, где B_{mn} — амплитуда n -й гармоники. Погрешность δ' можно рассматривать как относительное изменение коэффициента передачи дифференцирующего звена, зависящее от формы входного сигнала $\delta' = (k_{d\sim} - k_{d\text{ср}})/k_{d\text{ср}}$, где $k_{d\sim}$ и $k_{d\text{ср}}$ — коэффициенты передачи для сигналов, содержащих и не содержащих высшие гармоники.

Известно [4], что в случае, когда за выходную величину дифференцирующего звена принято среднее значение периодического сигнала (в нашем случае в д. с.), а за входную — максимальное его значение (в нашем случае магнитной индукции), то значение коэффициента передачи дифференцирующего звена не зависит от формы преобразуемого сигнала и $\delta' = 0$. Если в качестве сравниваемого параметра принято среднее или действующее значение B_{\sim} , то погрешность δ' может заметным образом исказить результат измерения.

Обозначим $B_{m2} = k_2 B_{m1}$, $B_{m3} = k_3 B_{m1}$ и т. д. (где k_2, k_3, \dots — коэффициенты гармоник), тогда

$$B_{\text{ср}\sim} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \cos n\omega t d(\omega t) = \frac{2B_{m1}}{\pi} \left(1 + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{k_{2n-1}}{2n-1} \right);$$

$$E_{\text{ср}\sim} = \frac{s\omega\omega}{\pi} \int_0^{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} nB_{mn} \sin n\omega t d\omega t = \frac{2s\omega\omega}{\pi} B_{m1} \left(1 + \sum_{n=2}^{\infty} k_{2n-1} \right);$$

$$k_{d\sim} = s\omega\omega \frac{1 + \sum_{n=2}^{\infty} k_{2n-1}}{1 + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{k_{2n-1}}{2n-1}}.$$

Так как $k_{d\text{ср}} = s\omega\omega$, то для случая, когда в качестве сравниваемого параметра выбрано среднее значение магнитной индукции, получим

$$\delta'_{\text{ср}} = \frac{1 + \sum_{n=2}^{\infty} k_{2n-1}}{1 + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{k_{2n-1}}{2n-1}} - 1; \quad (3)$$

аналогичным образом для действующего значения (измерений $E_{д-}$ вольтметром действующего значения) имеем

$$\delta_{д'} = \frac{1 + \sum_{n=2}^{\infty} nk_n^2}{1 + \sum_{n=2}^{\infty} k_n^2} - 1. \quad (4)$$

На рис. 3 показаны зависимости $\delta_{ср}'$ и $\delta_{д}'$ от коэффициента нелинейных искажений*, рассчитанные по формулам (3) и (4).

Рассмотрим теперь случай, когда B_{-} не содержит высших гармоник, но постоянное поле, в котором вращается катушка, неоднородно, и компарируемые магнитные индукции изменяются в пространстве (поля неоднородны в объеме катушки). Так как составляющая градиента магнитной индукции, параллельная оси вращения катушки, не приводит к появлению в спектре э. д. с. высших гармоник, то достаточно рассмотреть плоскую картину (рис. 4).

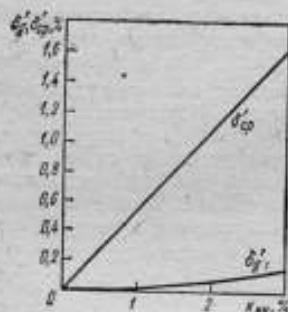


Рис. 3. Зависимости $\delta_{ср}'$ и $\delta_{д}'$ от значения коэффициента нелинейных искажений $k_{нл}$

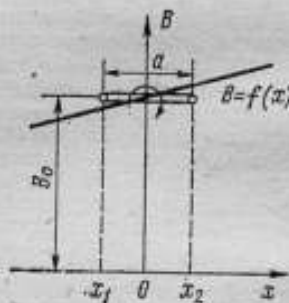


Рис. 4. К определению погрешности δ'' : a — ширина катушки; x_1 и x_2 — текущие координаты

В общем случае

$$B_{-}(x) = B_0 + \sum_{m=1}^{\infty} k_m x^m,$$

где B_0 — значение магнитной индукции при $x=0$; k_m — коэффициенты пропорциональности; $m=1, 2, \dots$

Определим поток Φ_{-} пронизывающий измерительную катушку при ее вращении в постоянном поле. Ограничиваясь первыми тремя членами приведенной выше суммы, получим

$$\Phi_{-} = wb \int_{x_1}^{x_2} B(x) dx = wb \int_{x_1}^{x_2} (B_0 + k_1 x + k_2 x^2) dx,$$

где b — длина катушки, w — число витков. Так как при вращении катушки $x_1 = -\frac{a}{2} \sin \omega t$, а $x_2 = \frac{a}{2} \sin \omega t$, то

* При расчете авторы ограничивались первыми пятью гармониками и полагали, что коэффициенты гармоник убывают пропорционально частоте.

$$\Phi_{\sim} = s\omega \left[\left(B_0 + \frac{k_2 a^2}{16} \right) \sin \omega t + \frac{k_2 a^2}{48} \sin 3\omega t \right], \quad (5)$$

где $s = ab$.

Поток Φ_{\sim} пронизывающий неподвижную катушку, помещенную в переменное поле, магнитная индукция которого B_{\sim} изменяется в пространстве по тому же закону, что и постоянного, равен

$$\Phi_{\sim} = \omega b \int_{-a/2}^{+a/2} B_m(x) \sin \omega t dx = s\omega \left(B_0 + k_2 \frac{a^2}{12} \right) \sin \omega t. \quad (6)$$

Средние значения э. д. с. на выходе вращающейся (в постоянном поле) и неподвижной (в переменном поле) катушки соответственно равны

$$E_{\text{ср}\sim} = \frac{2s\omega a}{\pi} \left(B_0 + k_2 \frac{a^2}{24} \right); \quad (7)$$

$$E_{\text{ср}\sim} = \frac{2s\omega a}{\pi} \left(B_0 + k_2 \frac{a^2}{16} \right). \quad (8)$$

Из сопоставления выражений (5) и (6), а также (7) и (8) видно, что при $k_2 = 0$ (зависимость индукции от координат подчиняется линейному закону) э. д. с. на выходе вращающейся измерительной катушки E_{\sim} не содержит высших гармоник $E_{\text{ср}\sim} = E_{\text{ср}\sim}$, а $\delta'' = 0$. В том случае, если $k_2 \neq 0$, $E_{\text{ср}\sim} \neq E_{\text{ср}\sim}$.

$$\delta'' = \frac{E_{\text{ср}\sim} - E_{\text{ср}\sim}}{E_{\text{ср}\sim}} = \frac{k_2 a^2}{24 \left(B_0 + \frac{k_2 a^2}{12} \right)}$$

Если принять $B_0 = 10^{-2}$ Т, $a = 10^{-2}$ м, $k_2 = 0,1$ Т/м², что соответствует неоднородности поля в 0,1%/см, то $\delta'' = 4 \cdot 10^{-3}\%$. Таким образом, доминирующей является погрешность δ' , обусловленная наличием высших гармоник в спектре магнитной индукции переменного поля.

Проведенный анализ позволяет оценить погрешности различных методов компарирования магнитных индукций средних переменных и постоянных полей, а также сделать вывод о перспективности предложенного метода и целесообразности его использования в тех случаях, когда коэффициент нелинейных искажений переменной магнитной индукции не превышает нескольких процентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Катамадзе В. И. Тесламетр постоянного и переменного магнитного поля на основе эффекта Холла. — В кн. Труды института систем управления. Изд. АН ГССР, 1973, № 2.
2. Dinajski Z., Maniewski R. Teslomierz hallotronowy TH-22. Pr. Inst. cybern. slasowan PAN, 1972, № 5.
3. Андриевская Е. А., Панчишин Ю. М., Таранов С. Г. Новый метод измерения индукции переменных магнитных полей. — В кн. Труды метрологических институтов СССР, М., Изд-во стандартов, 1971, вып. 133(193).
4. Чернышев Е. Т., Чечуринна Е. Н., Чернышева Н. Г., Студенцов Н. В. Магнитные измерения. М., Изд-во стандартов, 1969.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВОГО АВТОКОМПЕНСАТОРА
ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В метрологической практике и научных исследованиях часто возникает необходимость устранения вариаций магнитного поля. Исследование и проверка геофизических тесламетров, погрешность которых исчисляется единицами и долями нанотеслы, вообще невозможны без компенсации вариаций магнитного поля Земли и устранения различного рода магнитных помех.

Созданное во ВНИИМ устройство* для автоматической компенсации вариаций магнитного поля Земли, основанное на использовании магнитомеханических преобразователей и применяемое совместно с аппаратурой для компенсации основной части поля Земли, позволило снизить и поддерживать начальный уровень магнитного поля в рабочем объеме образцовой меры и пределах 0,5 нТ.

Для исследования погрешностей квантовых тесламетров требуемая стабильность магнитного поля должна быть по крайней мере на порядок выше. Рассмотрим некоторые результаты исследований автокомпенсатора вариаций с цезиевым самогенерирующим преобразователем магнитной индукции, позволяющим снизить нестабильность магнитной индукции в рабочем объеме образцовой меры до 0,03 нТ в течение 5—8 ч наблюдений. Исследования проводились в загородной лаборатории, удаленной на 3 км от линии электрифицированной железной дороги. В процессе исследования было установлено:

1. Применяемые измерительные преобразователи имеют следующие зависимости параметров выходного сигнала от температуры окружающего воздуха 0,05—0,1 нТ/°С — для первичного преобразователя; 0,1—0,15 нТ/°С — для генератора возбуждения спектральной лампы и усилителя сигнала прецессии, размещенных в одном блоке. Для обеспечения оптимального температурного режима наиболее целесообразным оказалось сочетание активной стабилизации температуры на уровне 25°С в помещении, в котором располагаются блоки измерительного преобразователя, с пассивным термостатированием каждого из этих блоков.

2. Применяемые квантовые измерительные преобразователи входят в установившийся режим работы через 6—7 ч с момента включения. За первый час прогрета изменение параметров выходного сигнала составляет около 1,7 нТ, а за последующие 5—6 ч — около 0,3 нТ. В установившемся режиме (через 6 ч после включения) изменение показаний составляет 0,01—0,02 нТ за 1 ч работы.

Электрифицированная железная дорога создает помеху в виде вариаций магнитного поля с амплитудой до 50 нТ и частотой от единиц до тысячных долей герц. Эта помеха характеризуется существенной неоднородностью, максимум которой (~0,02 нТ/м) лежит в направлении, перпендикулярном линии железной дороги. В направлении, параллельном линии железной дороги, неоднородность не превышает 0,01 нТ на базе 10 м.

Результаты измерений частоты сигналов квантовых измерительных преобразователей регистрировались в аналоговой форме с помощью самописца КСП-4.

На рис. 1 и 2 (вверху) приведены записи показаний частотомера в единицах магнитной индукции, работавшего в режиме измерений отношения частот сигналов двух квантовых измерительных преобразователей, что дало возможность определить приращения магнитной индукции ΔB . Для получения необходимой чувствительности регистрирующего прибора предварительно

* В. Я. Шифрин, Н. В. Студенцов, К. К. Баракнин. Установка для проверки магнитометров в диапазоне магнитной индукции 10^{-8} — 10^{-1} Т. — Измерительная техника, 1974, № 10.

сигналы преобразовывались так, что частота одного из них умножалась на 10, а другого делилась на 10.

Внизу на рис. 1 и 2 представлены магнитограммы вариаций поля Земли и помех, полученные синхронно с расположенными выше записями отношения частот двух первичных квантовых измерительных преобразователей, разнесенных в пространстве на расстояние соответственно 1 м параллельно линии железной дороги и 15 м с проекцией на ее направление в 11 м.

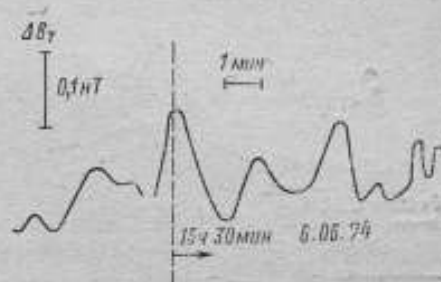
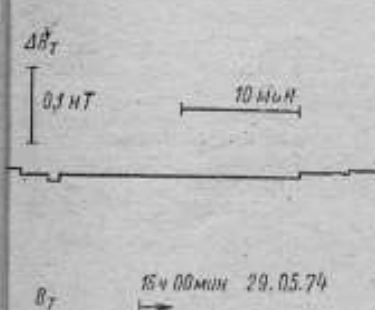


Рис. 1. Вариации модуля магнитной индукции B_T (внизу) и приращение вариаций ΔB_T на базе 1 м (вверху)

Рис. 2. Вариации модуля магнитной индукции B_T (внизу) и приращение вариаций ΔB_T на базе 15 м (вверху).

На рис. 1 показана стабильность во времени применяемых измерительных преобразователей магнитной индукции. Рис. 2 характеризует степень неоднородности помехи. Из сопоставления записей, представленных на этом рисунке, видно, что имеется определенная качественная корреляция характера изменения магнитной индукции источника помехи и ее неоднородности. Отношения их амплитуд не остается постоянным во времени, что можно объяснить изменением положения источника помехи относительно измерительных преобразователей.

На рис. 3 показана эффективность применения устройства для автоматической компенсации вариаций магнитного поля. На верхней магнитограмме зарегистрированы вариации вертикальной составляющей магнитной индукции за 5 ночных часов 19 декабря 1975 года, а на синхронной с ней нижней — изменения той же составляющей магнитной индукции в рабочем пространстве, где эти вариации компенсируются.

Последняя магнитограмма представляет собой аналоговую запись показаний частотомера, измерявшего частоту сигнала квантового первичного измерительного преобразователя, помещенного в компенсационную катушку. Компенсационная катушка была расположена в 10 м от катушки обратной

связи квантового автокомпенсатора вариаций в направлении, параллельном линии железной дороги. Нижнюю запись рис. 3 можно разделить на отрезки длиной около 1 ч, в каждом из которых отклонение показаний частотомера от среднего не превышает единицы счета (0,03 нТ). В то же время здесь наблюдаются колебания среднего значения в пределах 0,03 нТ, что объясняется влиянием изменений температуры на компенсирующий и измеряющий квантовые преобразователи, расположенные в разных помещениях. Отсутствие какой-либо корреляции записей говорит о том, что в данном случае вариации магнитного поля подавлены ниже уровня порога чувствительности регистрирующих устройств.

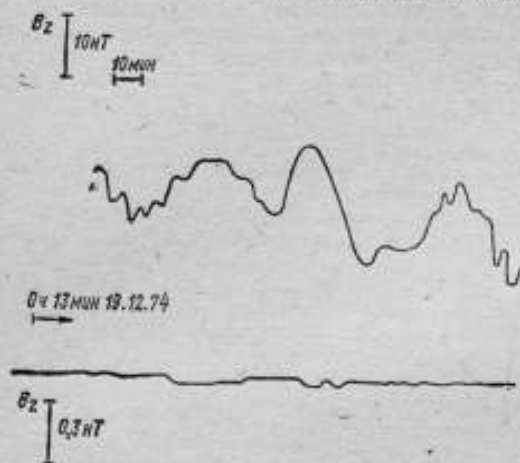


Рис. 3. Вариации вертикальной составляющей магнитной индукции B_z (вверху) и изменения той же составляющей в рабочем пространстве меры, где эти вариации компенсируются (внизу)

УДК 621.317.421.08

В. М. МИРОШНИКОВ

ВНИИМ

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЧАСТИ СТС-ТЕСЛАМЕТРА ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

Тесламетры с оптической накачкой, работа которых основана на использовании пары симметричных магнитоинвариантных переходов в сверхтонкой структуре подуровней основного состояния щелочных элементов с правилом отбора $|\Delta F| = 1$, или СТС-тесламетры [1], имеют существенное преимущество по точности перед традиционными приборами этого типа, использующими переходы $\Delta F = 0$ [2]. Согласно результатам работы (см. стр. 30), СТС-тесламетр с первичным преобразователем на основе K^{39} может работать в диапазоне магнитной индукции 10^{-7} – 10^{-8} Т, причем есть основания считать, что во всем диапазоне погрешность определяется лишь случайной ошибкой, не превышающей 0,01 нТ за время измерения 1 с. В указанной работе обосновывается преимущество применения для абсолютных измерений пассивной схемы СТС-тесламетра перед самогенерирующими схемами, имеющими дополнительные погрешности вследствие фазовых сдвигов сигналов в цепи обратной связи. Однако этой схеме присущи погрешности, связанные с относительно плохой кратковременной стабильностью частоты подстраиваемых генераторов радиополя, а также с остаточной расстройкой между частотой подстраиваемого генератора и частотой дискриминатора (в данном случае, частотой магнитной структуры). Первая из этих погрешностей, хорошо изученная при по-

строении пассивных стандартов частоты с оптической накачкой [3, 4], могла быть причиной того, что авторам указанной работы при эксперименте удалось добиться пороговой чувствительности макета СТС-тесламетра лишь 0,01 нТ при предсказываемом ими теоретическом значении 0,001 нТ.

Целью настоящей работы было построение электронной схемы СТС-тесламетра, имеющей погрешность регистрации частот магнитной структуры $\delta\omega$ не более 0,01 Гц (по магнитной индукции $\delta_0 B \approx \approx 0,0003$ нТ). Использование такой схемы позволит более тщательно исследовать погрешности СТС-метода.

Рассмотрим электронную часть СТС-тесламетра с первичным преобразователем на основе K^{39} . Частота 0-0-перехода для K^{39} составляет $f_0 = 461,72$ МГц. Частоты магнитоинвариантных переходов $m_F = \pm 2 \rightarrow m_F = \pm 1$, имеющих максимальный фактор расщепления 21 Гц/нТ и используемых в балансной схеме СТС-тесламетра, для диапазона магнитной индукции $10^{-7} - 10^{-3}$ Т лежат в пределах $f_1 = 461,72 - 482,72$ и $f_2 = 440,72 - 461,72$ МГц. Линейная интерполяция зависимости изменения частоты тесламетра от магнитной индукции изображена на рис. 1.

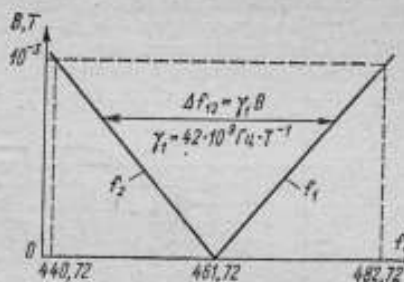


Рис. 1. Линейная интерполяция зависимости изменения частоты от магнитной индукции СТС-тесламетра с первичным преобразователем на K^{39}

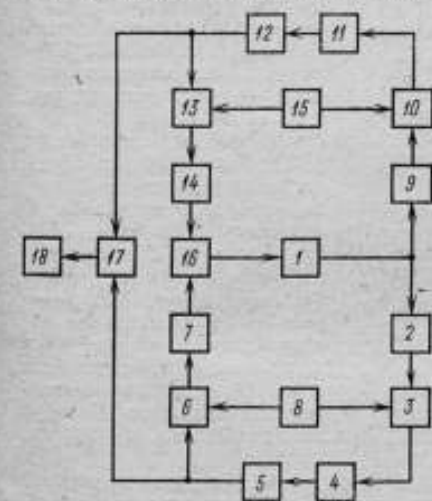


Рис. 2. Структурная схема СТС-тесламетра по типу стандарта частоты с удвоенным комплектом аппаратуры: 1—первичный преобразователь; 2, 9—предварительные усилители; 3, 10—синхронные детекторы; 4, 11—УПТ; 5, 12—перестраиваемые кварцевые генераторы; 6, 13—фазовые модуляторы; 7, 14—умножители частоты; 8, 15—генераторы модулирующих частот; 16—сумматор сигналов по мощности; 17—вычитатель частоты; 18—частотомер

В принципе, для измерения магнитной индукции в очень узком диапазоне в качестве электронной схемы СТС-тесламетра можно использовать схему пассивного стандарта частоты [3] с удвоенным комплектом аппаратуры (рис. 2). Однако при заданной величине $\delta\omega \leq 0,01$ Гц значение паразитного отклонения фазы (ПОФ) колебаний генераторов 5 и 2 должно составлять не более $(0,01 - 0,02\pi)/N$, где N —коэффициент умножения частоты в блоках 7 и 14. В этом случае кварцевые генераторы 5 и 12 можно выполнить перестраиваемыми не более чем на $10^{-4} - 10^{-5}$ номинального значения частоты $f_{ном}$. Следовательно, динамический диапазон такого тесламетра будет составлять всего 100—1000 нТ.

В другом варианте электронной части СТС-тесламетра (рис. 3) частоты выходных колебаний перестраиваемых генераторов 5 и 13 суммируются с одной и той же гармоникой генератора опорной

частоты 21. В результате на регистрируемом частотомером 20 значение разностной частоты Δf_{12} погрешность опорной частоты не влияет, так как она входит и в f_1 и в f_2 . Однако несмотря на то, что допустимое значение ПОФ увеличивается в N раз, значительно возрастает и необходимый диапазон перестройки генераторов 5 и 13, а вследствие этого они не могут быть кварцевыми. Следует отметить, что для измерений, проводимых в сравнительно небольшом динамическом диапазоне и с относительно невысокой точностью, например при $B=20-70$ мкТ, $\delta_0 B=0,03$ нТ, такая схема вполне приемлема.

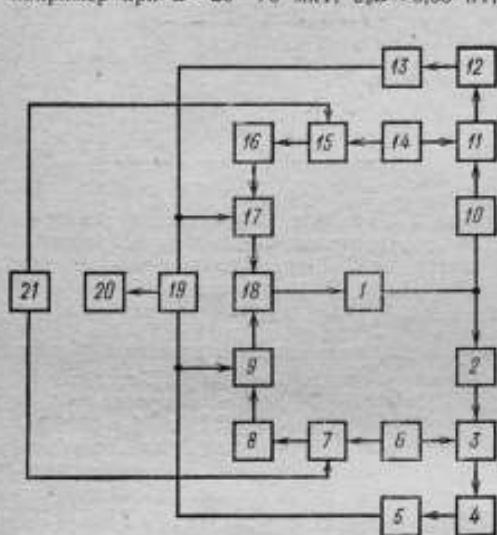


Рис. 3. Структурная схема СТС-тесламетра с низкочастотными перестраиваемыми генераторами и компенсацией нестабильности высокочастотной добавки:

1—первичный преобразователь; 2, 10—предварительные усилители; 3, 11—синхронные детекторы; 4, 12—УПТ; 5, 13—перестраиваемые генераторы; 6, 14—генераторы модулирующих частот; 7, 15—фазовые модуляторы; 8, 16—умножители частоты; 9, 17—сумматоры частоты; 18—сумматор сигналов по мощности; 19—вычитатель частоты; 20—частотомер; 21—генератор опорной частоты

с номинальным значением частоты 20 МГц, при перестройке на 45—50 кГц имеет ПОФ не более 0,01—0,02д.

Для удобства настройки тесламетра на измеряемое значение магнитной индукции B и регистрации результата измерений диапазон перестройки генератора 10 выбран 42 кГц, что соответствует 1000 нТ. Этому соответствует шаг сетки частот синтезатора, а качестве опорной частоты которого используется частота формирования интервала времени счета при регистрации результатов измерений (в тесла).

Частотный синтезатор выполнен на трех кольцах фазовой автоподстройки частоты: B —кольцо мелкой сетки частот, шаг которой $\Delta F_n=42$ кГц, с трактом деления; B —кольцо крупной сетки частот $\Delta F_n=4,2$ МГц тоже с трактом деления и A —кольцо, суммирующее частоту генератора 10 с частотами колец B и B с трактом вычитания. Использование трехкольцевой структурной схемы синтезатора частот обусловлено высокими требованиями к ПОФ. Расчет схемы производился в соответствии с методикой [5]. Значение

Наиболее оптимальной, на наш взгляд, является схема, показанная на рис. 4. Поскольку в нее входят две структурно одинаковые части I и II, где формируются радиочастоты f_1 и f_2 , рассмотрим лишь одну из них—II. Здесь частота генератора 10, подстраиваемого по сигналу от первичного преобразователя 1, также суммируется с частотами, дополняющими ее до значения f_2 . Так как эти частоты вырабатываются синтезатором (блоки А, Б и В), опирающимся на ту же частоту стандарта 28, что и синтезатор I части схемы, требования стабильности накладываются только на разность частот синтезаторов I и II частей. При этом шаг сетки частот синтезатора может быть выбран таким, чтобы равный ему диапазон перестройки генератора 10 отвечал требованиям к ПОФ его колебаний. Следовательно, генератор 10 может быть кварцевым. Как показали экспериментальные исследования, такой генератор с кварцевым резонатором типа «Перестройка», выполненный по схеме Батлера

частоты f_2 задается коэффициентами деления делителей 20 и 25 с дискретностью в 42 кГц (1000 нТ). Применение делителя с фиксированным коэффициентом деления 19 обусловлено тем, что для современных делителей с пе-

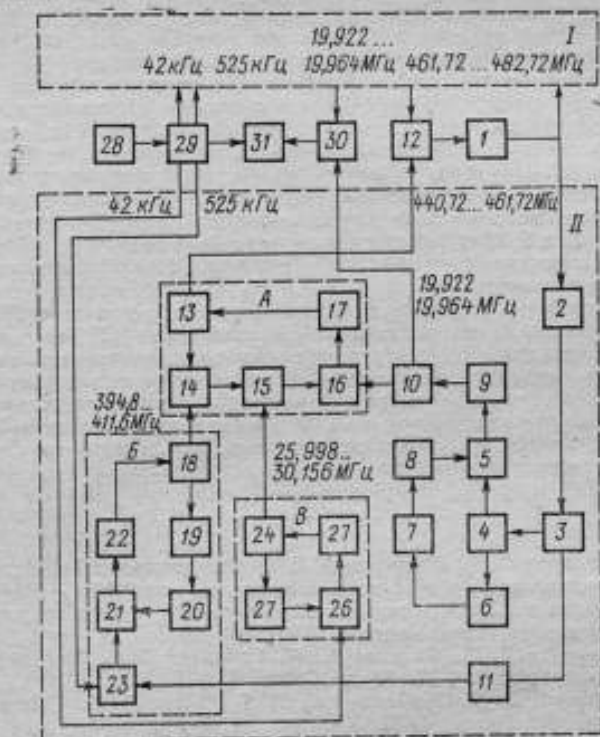


Рис. 4. Структурная схема ТС-тесламетра с перестраиваемыми кварцевыми генераторами, цифровыми синтезаторами частоты, опирающимися на единый стандарт и цифровой системой поиска:

1—первичный преобразователь; 2—предварительный усилитель; 3—синхронный детектор; 4—схема управления; 5—сумматор напряжений; 6—генератор тактовых импульсов; 7—реверсивный счетчик; 8—цифровоаналоговый преобразователь; 9—УПТ; 10—перестраиваемый кварцевый генератор 19,922—19,964 МГц; 11—генератор модулирующей частоты; 12—сумматор сигналов по мощности; 13—перестраиваемый генератор (ПГ) 440,72—461,72 МГц; 14, 15—вычитатели частоты; 16—фазовый детектор; 17—фильтр нижних частот (ФНЧ); 18—ПГ 394,8—411,6 МГц; 19—делитель с фиксированным коэффициентом деления $N=8$; 20—делитель с переменным коэффициентом деления (ДПКД) $N=94-98$; 21—импульсно-фазовый детектор (ИФД); 22—ФНЧ; 23—фазовый модулятор; 24—ПГ 25,998—30,156 МГц; 25—ДПКД $N=619-718$; 26—ИФД; 27—ФНЧ; 28—стандарт частоты; 29—формирователь опорных частот; 30—вычитатель частоты; 31—частотомер.

ременным коэффициентом деления частота 400 МГц высока и ее необходимо снизить.

Рабочий диапазон системы частотной автоподстройки с первичным преобразователем тесламетра в качестве дискриминатора равен 42 кГц. Благодаря применению синтезаторов с общей опорной частотой частотная погреш-

ность компенсируется еще в большей степени, чем в схеме рис. 3, так как на результат измерений влияет лишь разность частот синтезаторов. Перестраиваемые генераторы отличаются высокой стабильностью, так как они выполнены неширокополосными. Рассматриваемая схема тесламетра может иметь практически любой динамический диапазон, так как здесь он определяется синтезаторами частот, а не перестраиваемыми генераторами.

Допустимое значение начальной расстройки перестраиваемого генератора определяется величиной $\delta_0 f \leq 0,01$ Гц и допустимым значением коэффициента $k_{доп}$ усиления разомкнутого кольца частотной автоподстройки, рассчитанного из условий устойчивости [6]. Для рассматриваемого кольца необходимые значения $k_{доп} = (0,3-1) \cdot 10^4$ и $\Delta f_0 = 30-100$ Гц достигается подключением параллельно кольцу частотной автоподстройки системы поиска с памятью. Последняя состоит из генератора тактовых импульсов 6, 10-разрядного реверсивного счетчика 7 и цифроаналогового преобразователя 8. Шаг сетки частот у этой системы, равный $42000 \text{ Гц}/2^{19} \approx 40$ Гц, обеспечивает точность настройки до замыкания кольца не менее 20 Гц. Система поиска может работать также автоматически по методу «запоминания экстремума» [6].

Таким образом, применение в электронной части СТС-тесламетра перестраиваемых кварцевых генераторов, цифровых частотных синтезаторов, опирающихся на единый стандарт, и цифровой системы поиска позволяет снизить погрешность регистрации частот магнитозависимых переходов, обусловленную электронной схемой, до 0,01 Гц в диапазоне магнитной индукции $10^{-7}-10^{-2}$ Т. Кроме того, такая схема может быть использована в тесламетре с полной автоматизацией измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Е. Б., Мамырин А. Б. О возможности абсолютных измерений СТС-магнитометром в области магнитных индукций $10^{-2}-10^{-8}$ Т. — В кн. Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции: Методы и средства измерения параметров магнитного поля. Л., ВНИИМ, 1975.
2. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скоцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М., Наука, 1972.
3. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квантовые стандарты частоты. М., Наука, 1968.
4. Аппаратура для частотных и временных измерений. Под ред. А. П. Горшкова. М., Советское радио, 1971.
5. Зарецкий М. М., Мовшович М. Е. Синтезаторы частоты с кольцом фазовой автоподстройки. М.—Л., Энергия, 1974.
6. Каганов В. И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках. М., Связь, 1969.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 621.317.444.088

Е. Б. АЛЕКСАНДРОВ, А. Б. МАМЫРИН

ГОИ

А. П. НАУМОВ

ВНИИМ

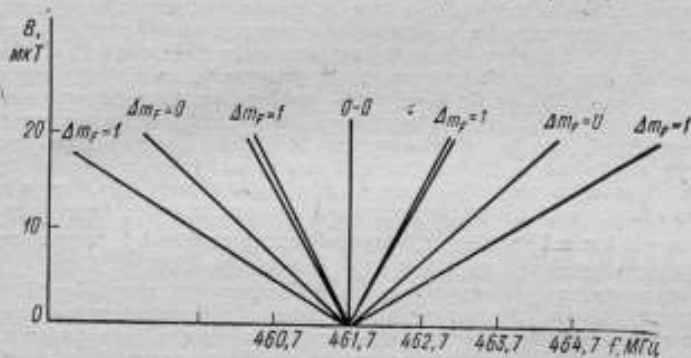
СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ СТС-МАГНИТОМЕТРА ПРИ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Сверхтонкая структура подуровней основного состояния щелочных атомов позволяет использовать их для измерения магнитной индукции в широком динамическом диапазоне, причем хорошее разрешение резонансных пере-

ходов с правилом отбора $\Delta F = \pm 1$ наблюдается уже от сотен нанотеслы [1—3]*. Преимущество магнитометров сверхтонкой структуры (СТС) перед приборами, использующими низкочастотные зеемановы резонансы [4], заключается в возможности построения схемы очень точного прибора, лишенного основных систематических погрешностей из-за световых сдвигов и многокомпонентности линии магнитного резонанса, свойственных для переходов $\Delta F = 0$ при работе в магнитном поле Земли 10^4 — 10^5 нТ [3, 5, 6].

Магнитометрам СТС типа лазеров или спиновых генераторов [3] присущи дополнительные погрешности из-за фазовых сдвигов сигнала в цепи обратной связи, хорошо изученные при построении стандартов частоты. Поэтому для абсолютных измерений целесообразно применять пассивные СТС-магнитометры с автоподстройкой частоты радиочастотного поля под резонанс.

Порог чувствительности СТС-магнитометров также, как и обычных магнитометров, использующих оптическую накачку, в оптимальных условиях составляет 10^{-12} Т при времени измерения $\tau = 1$ с. Высокое отношение сигнал—шум при накачке неполяризованным светом обеспечивается изотопной фильтрацией резонансной линии излучения [2, 7—9]. Компенсация световых сдвигов [10] и сдвигов из-за буферных газов [2, 11], характерных лишь для



Зависимость частот магнитных дипольных переходов в СТС основного состояния щелочного атома $I=3/2$ от индукции внешнего магнитного поля

СТС-магнитометров, достигается за счет использования пары симметричных магнитозависимых переходов, редуцирующих эти сдвиги теоретически без ограничений. Практически же при выполнении прибора имеется немало технических причин нарушения полной симметрии парных переходов, поэтому значительный интерес представляет экспериментальное определение редукиции неучтенных сдвигов частоты СТС-магнитометра.

Уровни СТС в магнитном поле представлены на рисунке для случая $I=3/2$. Зависимость энергии подуровней от магнитной индукции B описывается известной формулой Брейта—Раби [1].

В области СВЧ спектр представлен девятью линиями с факторами расщепления $0, \pm 7, \pm 14$ и ± 21 Гц/нТ (имеется в виду линейный член разложения по степеням B). В балансной схеме СТС-магнитометра целесообразно использовать парный переход $m_F = \pm 2 \rightarrow m_F = \pm 1$, обладающий максимальным эффективным g -фактором (42 Гц/нТ).

Исследовавшийся лабораторный макет магнитометра состоит из первичного преобразователя и электронной схемы. В качестве рабочего вещества преобразователя выбран K^{39} ($f_0 \approx 461,72$ МГц); Калевая лампа излучает свет, который фильтруется ячейкой с парами K^{41} , а затем поступает в рабочий

* См. также стр. 3.

объем с парами K^{39} в смеси с буферным газом. Индуцирование СВЧ-резонанса регистрируется с помощью фотодетектора типа ФД-7К. Для поддержания нужной плотности паров калия фильтр и рабочий объем помещаются в термостаты с температурами соответственно 80 и 60°C. В электронной части прибора применялись два синтезатора частот с ручной перестройкой ступенями по 1 Гц. Поиск и регистрация резонансов осуществлялись путем независимого сканирования частот двух каналов с последующим разделением синхронным детектированием. Опорной частотой синтезаторов служил сигнал высокостабильного (10^{-10} за 10 мин) кварцевого генератора. Отсчет частоты резонанса велся дискретно с точностью до 1 Гц, а внутри ступени — аналоговым способом (КСП-4).

Эксперименты проводились в магнитном поле, создаваемом кольцами Гельмгольца диаметром 2,5 м и стабилизированном с помощью цезиевого самогенерирующего магнитометра в нескольких точках диапазона 10^{-5} — 10^{-4} Т. При исследованиях в диапазоне малых значений полей (10^{-7} — 10^{-8} Т) применялся трехслойный пермаллоевый экран, поле в котором создавалось соленоидом. Целью экспериментов была оценка чувствительности прибора и обнаружение неучтенных систематических погрешностей. Исследования проводились как с использованием одного перехода, т. е. в одноканальном варианте, так и в балансной схеме, т. е. при одновременном насыщении парных переходов для проверки степени компенсации частотных сдвигов.

Пороговая чувствительность на уровне дисперсии мощности шума на выходе системы оказалась не более 10^{-2} нТ ($\tau=1$ с). Не было обнаружено зависимости показаний прибора от изменения режима лампы и от изменения температуры рабочей камеры и фильтра на 10°C (что соответствует пределам сохранения чувствительности). Световой сдвиг на одном переходе при ослаблении силы света накачки в два раза не превышал 5 Гц. Как и предполагалось, сдвиг оказался одинаковым для двух парных переходов $m_F = \pm 2 \rightarrow m_F = \pm 1$ и $\pm 1 \rightarrow \pm 1$ и в балансной схеме не был зарегистрирован при погрешности не более 0,5 Гц (10^{-2} нТ).

Как уже отмечалось, использование СВЧ-переходов при $\Delta F = \pm 1$ требует учета сдвига частоты резонансов, связанного с взаимодействием щелочных атомов с атомами буферного газа. Обычно эти сдвиги в стандартах частоты устраняют подбором оптимального состава буферного газа. Использование в магнитометрии пары симметричных переходов позволяет полностью скомпенсировать этот сдвиг для любого буферного наполнения, так как при изотропных столкновениях смещения переходов $F=1$, $m_F \rightarrow -F=0$, m_F и $F=1$, $-m_F \rightarrow F=0$, $-m_F$ должны быть строго одинаковыми.

Для проверки предсказания о компенсации буферного сдвига была принята оперативная смена кювет с рабочим наполнителем. В первой серии опытов сопоставлялись две кюветы с одинаковым (до 13 Н/м²) составом буферного газа, специально подобранным для минимизации сдвигов (смесь 1190 Н/м² аргона и 119 Н/м² азота [11]). При смене этих кювет сдвиг частот не был зарегистрирован при одноканальном включении магнитометра. Во второй серии опытов кювета с указанной смесью заменялась кюветой с 4 нН/м² азота. В одноканальной схеме частота резонанса смещалась при этом более чем на 700 Гц, однако это смещение, как и ожидалось, оказалось одинаковым (с точностью до 0,5 Гц) для двух симметричных переходов. В балансной схеме смещение с этой точностью исключается. Таким образом, сдвиги, связанные с буферными газами, редуцируются в балансной схеме не менее, чем 10^3 раз.

Проведенные эксперименты подтверждают теоретические соображения о том, что из прибора с оптической накачкой атомов, СТС-магнитометр наиболее пригоден для абсолютных измерений магнитной индукции. Имеются основания полагать, что точность магнитометра лимитируется только случайной ошибкой, постоянной для всего рабочего диапазона и не превышающей 10^{-2} нТ при времени измерения 1 с. Реализация такой высокой абсолютной точности предъявляет повышенные требования к электронной части прибора, которые, однако, вполне выполнимы. Нижний предел рабочего диапазона

прибора ограничивается шириной линии резонанса и составляет около 10^{-7} Т. Верхняя граница диапазона полей, доступных для СТС-магнитометра, определяется сохранением эффективности оптической накачки и точностью компенсации световых сдвигов. Для калиевого магнитометра верхний предел индукции, измеряемой с погрешностью 10^{-2} нТ, будет порядка одной миллитеслы.

Зависимость частоты магнитометра от магнитной индукции с точностью до членов третьей степени (по B), полученную из формулы Врейта—Раби, можно вычислить с погрешностью около $2 \cdot 10^{-7}$ *

$$f_{\pm 2, \pm 1} \text{ Гц} = 42,027600 B_0 \text{ нТ} - (19,398) 10^{-15} B_0^3 + \dots$$

если не учитывать погрешность определения гиромангнитного отношения протона γ_p ($3,1 \cdot 10^{-8}$) [11—12], что соответствует ожидаемой точности магнитометра в диапазоне магнитных полей Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М., Изд-во иностр. литер., 1960.
2. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квантовые стандарты частоты. М., Наука, 1968.
3. Arditi M. Magnetometre a pompage, optique utilisant l'emission induite. — Mem. de l'artillerie française, 1965, № 2.
4. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнетометрии. М., Наука, 1972.
5. Александров Е. Б., Мамырин А. Б. О возможности абсолютных измерений СТС-магнитометром в области магнитных индукций 10^{-8} — 10^{-9} Т. — В кн. Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля». Л., ВНИИМ, 1975.
6. Наумов А. П. Метрологические возможности магнитометров с оптической накачкой. — В кн. Приборы и методы измерения магнитных полей. Фрунзе, Илим, 1968.
7. Александров Е. Б., Мамырин А. Б., Соколов А. П. Оптическая накачка СТ подуровней $4^2S_{1/2}$ -состояния калия. — Оптика и спектроскопия, 1973, т. 34.
8. Александров Е. Б., Изотова В. В., Мамырин А. Б., Фриш М. С. Формирование контура линий для оптической накачки на резонансных линиях калия. — Оптика и спектроскопия, 1975, т. 38.
9. Александров Е. Б., Мамырин А. Б., Соколов А. П. Сдвиги СТ перехода в калии под действием различных буферных газов. — Оптика и спектроскопия, 1973, т. 35.
10. С. Cohen-Tannaudji. Theorie quantique du cycle de pompage optique. — Ann. de Physique, 1962, № 7/8.
11. Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. М., Атомиздат, 1972.
12. Vandebout P. et al. Precision Measurement of the Electronic g-Factor of the Alkali Metals. — Phys. Rev., 1968, № 1.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

* При расчете взято $\frac{\gamma_p}{2\pi} = 4,257602 \cdot 10^7 \text{ Гц/Т}$, $\frac{g_j}{g_p} = 658,219464$ (152).

ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Существует два типа магнитоизмерительных преобразователей — ненаправленные и направленные. *Ненаправленные* преобразователи реагируют на скалярные параметры поля — модуль вектора магнитной индукции $|\mathbf{V}|$. К этому типу преобразователей, имеющих наиболее низкий порог чувствительности (тысячные доли нанотеслы), относятся квантовые преобразователи.

Направленные магнитоизмерительные преобразователи реагируют непосредственно на проекцию вектора индукции магнитного поля на ось, называемую магнитной осью преобразователя. В работах [1, 2] показано, что из всех преобразователей этого типа, кроме сверхпроводниковых, наименьший порог чувствительности имеют индукционные ферроимпульсионные преобразователи, обычно называемые феррозондами. Надежность работы и простота конструкции являются основными преимуществами феррозондов по сравнению с измерительными генераторами и виброзондами. Феррозонды применяются для измерения параметров как слабых так и средних магнитных полей.

Известно, что наименьший порог чувствительности, измеренный квантовыми градиентометрами, составляет сотые доли нанотеслы на метр [3, 4]. Преобразование магнитной индукции в частоту в квантовых преобразователях базируется на константах микромира, поэтому квантовые магнитомеры и сконструированные на их основе квантовые приборы для измерения неоднородности магнитного поля обладают высокой точностью измерения, показания их не зависят от температуры, давления, влажности и т. д. [1, 3]. Однако с помощью квантовых преобразователей можно измерить только градиент модуля вектора магнитной индукции [5], который описывается выражением

$$\frac{\partial B}{\partial l} \approx \frac{\Delta B}{\Delta l} = \frac{|\mathbf{V}'' - \mathbf{V}_T| - |\mathbf{V}' - \mathbf{V}_T|}{\Delta l}, \quad (1)$$

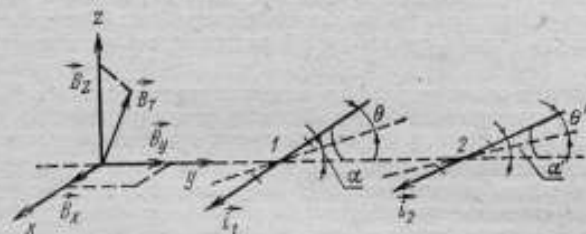
где \mathbf{V}' и \mathbf{V}'' — векторы магнитной индукции в соответствующих точках пространства, обусловленные источниками неоднородности; \mathbf{V}_T — вектор индукции однородного магнитного поля Земли; Δl — база первичных квантовых преобразователей, равная расстоянию между ними. Из (1), видно, что с помощью квантовых приборов можно измерить градиент, создаваемый источниками магнитного поля, и определить местонахождения этих источников только в частных случаях, например, когда направление вектора индукции однородного геомагнитного поля \mathbf{V}_T и направление векторов индукции, создаваемых намагниченными объектами, параллельны или когда $\mathbf{V}_T = 0$.

Несмотря на то, что по точности измерения параметров магнитного поля феррозонды уступают квантовым приборам, они имеют свои достоинства. С помощью их можно измерить все девять величин тензора, которым определяется неоднородность поля, создаваемая намагниченным объектом или каким-либо другим источником поля. Основными требованиями при проектировании приборов для измерения неоднородности магнитного поля на феррозондах, работающих в однородном магнитном поле Земли, являются идентичность чувствительностей феррозондов, а также параллельность (соосность) и стабильность положения их осей. Требования к идентичности чувствительностей феррозондов могут быть уменьшены при автокомпенсации продольной составляющей \mathbf{B} однородного магнитного поля, совпадающего с направлением параллельных осей феррозондов, как это, например, достигнуто в приборе США. На рисунке показано влияние однородного поля Земли на результаты измерений при непараллельности осей феррозондов. Как видно из рисунка, величина ложного сигнала, обусловленная непараллельностью осей феррозондов при воздействии на них однородного геомагнитного поля, равна

$$\Delta B = B_x (\sin \alpha \cos \theta - \sin \alpha' \cos \theta') + B_y (\cos \alpha \cos \theta - \cos \alpha' \cos \theta') + B_z (\sin \theta - \sin \theta'). \quad (2)$$

Предположим, что чувствительности феррозондов равны, тогда из уравнения (2) следует, что $\Delta B = 0$ при различных значениях $B_x \neq 0$, $B_y \neq 0$, $B_z \neq 0$, если $\alpha = \alpha'$, $\theta = \theta'$ или $\alpha = \alpha' = \theta = \theta' = 0$, т. е. при условии параллельности осей феррозондов.

Влияние поперечной составляющей однородного магнитного поля можно ослабить при устранении непараллельности осей феррозондов одним из трех способов: механическим, формированием сигнала, пропорционального ложному, для автокомпенсации последнего и модуляцией.



Влияние однородного поля Земли на результаты измерений при непараллельности осей феррозондов

В работах [6—8] для уменьшения погрешности градиентометра, обусловленной непараллельностью осей феррозондов, предложено применить пермаллоевый стержень или натянутую струну, на которой в двух местах нанесены ферромагнитные покрытия, используемые в качестве сердечников феррозондов. Недостатком такого градиентометра является непараллельность осей феррозондов, обусловленная неидентичностью ферромагнитных покрытий и непараллельностью этих участков струны, составляющей 2—3 угл. с [8].

С помощью механической регулировки непараллельность осей феррозондов может быть уменьшена до 10 угл. с. Однако это затрудняется изготовлением и обработкой деталей феррозондов из жестких ненапряженных материалов (стекло, керамика, кварц, ситал), а также созданием пермаллоевых сердечников со стабильными осями. К недостаткам этого способа регулировки следует отнести ее сложность, а также изменение положения осей феррозондов под влиянием таких факторов, как, например, изменение температуры и механические воздействия. Опыт показывает, что изменение угла между осями феррозондов может достигнуть десятков угловых секунд в интервале температур от -10 до $+40^\circ\text{C}$. В связи с этим при непараллельности осей феррозондов регулировку необходимо производить заново.

Прибор, описанный в [9], в котором формулируется сигнал, пропорциональный ложному, обусловленному несоосностью феррозондов, эффективно работают лишь в том случае, если угол между осями феррозондов не остается постоянным. Устройство, разработанное в США, в котором формируется электрический сигнал, равный ложному, а затем осуществляется электрическая компенсация ложного сигнала, обусловленного непараллельностью осей феррозондов. Для регулировки компенсации служат два резистора. Однако при этом непараллельность осей феррозондов не должна превышать 1—5 угл. мин., т. е. в устройстве должна быть предусмотрена предварительная механическая юстировка. К недостаткам данного устройства следует отнести нестабильность осей феррозондов, а также высокую экономическую стоимость изготовления.

Наиболее перспективным является устройство, описанное в работе [10]. Компенсация ложного сигнала, обусловленного непараллельностью и нестабильностью осей феррозондов, осуществляется в нем модуляцией ложного сигнала вращающимися вокруг своей оси с постоянной угловой скоростью феррозондами, фильтрацией этого сигнала и его автоматической компенсацией. Недостатком устройства является наличие коллекторов и токосъемных

щеток, которые вносят погрешности вследствие контактной и термо-э. д. с. при измерении малых значений неоднородности магнитного поля.

В существующих переносных феррозондовых градиентометрах пока еще не достигнут порог чувствительности (3—5) нТ, обусловленный непараллельностью и нестабильностью положения осей в течение длительного времени.

Создание феррозондовых градиентометров, работающих в однородном поле Земли и обладающих низким порогом чувствительности и погрешностью до единицы нанотеслы, является актуальной задачей. Одним из основных источников погрешностей измерения неоднородности магнитного поля является ложный сигнал, обусловленный непараллельностью осей феррозондов при воздействии на сердечники составляющей индукции однородного магнитного поля Земли.

Как показывает опыт, устройства, где непараллельность осей феррозондов устранена конструктивным путем без регулировки и автоподстройки параллельности осей, имеют погрешность в десятки и сотни нанотеслы.

Наиболее перспективным способом является модуляция ложного сигнала, обусловленного непараллельностью осей феррозондов. В градиентометре с модуляционным способом компенсации ложного сигнала [10] не требуется строгой параллельности и стабильности положения осей феррозондов в течение длительного времени, так как помеха от поперечной составляющей индукции однородного магнитного поля может быть отделена от полезного сигнала. Точность измерения такого градиентометра можно повысить, если подвижные контакты электрических цепей заменить неподвижными, и тем самым исключить погрешности вследствие контактной и термо-э. д. с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев Ю. В., Студенин Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л., Энергия, 1972.
2. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. Л., Энергия, 1969.
3. Эйткин М. И., Тайт М. С. Протонный магнитометр для измерения градиентов магнитного поля. — Геофизические методы разведки и аппаратура, вып. 39, Л., Недра, 1964.
4. Латикайнен В. И. Обзор зарубежной магниторазведочной аппаратуры. — Геофизическая аппаратура, вып. 32, Л., Недра, 1967.
5. Афанасьев Ю. В. Классификация магнитометрических преобразователей и приборов по виду измеряемой величины. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 140(200), Л., Энергия, 1972.
6. Беркман Р. Я. Устройство для измерения неоднородных магнитных полей. Авт. свид. 162670. — Бюлл. изобр., 1964, № 10.
7. Ефремов В. Ф., Люмех В. П., Алексеева Г. Д. и др. Феррозондовый градиентометр. Авт. свид. № 297014. — Бюлл. изобр., 1971, № 9.
8. Ефремов В. Ф. Характеристики и погрешности МЧЭ феррозондового градиента. — Геофизическая аппаратура, вып. 50, Л., Недра, 1972.
9. Афанасьев Ю. В., Алексеев Ю. В. Устройство для измерения градиента магнитного поля. Авт. свид. № 160596. — Бюлл. изобр., 1964, № 4.
10. Афанасьев Ю. В., Алексеев Ю. В. Устройство для измерения градиента магнитного поля. Авт. свид. № 232533. — Бюлл. изобр., 1969, № 1.

УДК 621.317.421.088

А. П. НАУМОВ, И. С. ХАСНОВ, С. А. АЛЕКСЕЕВ (ВНИИМ)

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СДВИГОМ ФАЗЫ СИГНАЛА ОБРАТНОЙ СВЯЗИ СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Наиболее широкое распространение среди квантовых тесламетров с оптической ориентацией атомов получили однокammerные самогенерирующие те-

Тесламетр благодаря своей простоте, компактности и высокой чувствительности [1, 2]. В цепь обратной связи такого тесламетра входят фотодетектор, усилитель (с корректирующей цепью) и катушка обратной связи. Сигнал, который попадает на фотодетектор, сдвинут по фазе на $\pm 90^\circ$ относительно резонансного магнитного поля, создаваемого катушкой обратной связи, причем знак зависит от направления поляризации света накачки [1]. Для выполнения условий самовозбуждения генератора сумма всех фазовых сдвигов в цепи сигнала обратной связи должна быть равна нулю $\Sigma \varphi_i = 0$. Отсюда следует, что в цепи обратной связи необходимо обеспечить поворот фазы сигнала на $\pm 90^\circ$. Спиральный генератор самовозбудится на частоте резонанса, если коэффициент усиления в цепи обратной связи будет не менее единицы, а сумма всех фазовых сдвигов близка к нулю. Искажения фазового соотношения $\Sigma \varphi_i = 0$ в цепи обратной связи изменяют частоту генерации прибора, так как обычно имеется запас по усилению. В работах [3, 4] рассматривается способ настройки усилителя обратной связи спирального генератора и снижения его фазовой погрешности. По данным [3], в диапазоне 15–70 мкТ можно настроить самогенерирующий тесламетр с точностью до 4–5 нТ, однако авторы не приводят погрешности прибора без коррекции фазы цепи обратной связи. По данным проведенных исследований, эта погрешность может достигать 0,1%, превышая отдельные погрешности квантовых тесламетров. Следует отметить, что предложенная в [3, 4] настройка цепи обратной связи трудоемка, сложна и, насколько известно, не применяется при разработке квантовой аппаратуры.

Знание погрешностей, связанных с фазой сигнала в цепи обратной связи спиральных генераторов, необходимо также при периодических аттестациях квантовой магнитометрической аппаратуры для выбора правильной методики проверки.

Настоящая работа была проведена с целью экспериментальной оценки погрешностей целочисленных спиральных генераторов, связанных с фазовыми сдвигами в цепи обратной связи.

Погрешность регистрации магнитной индукции B_0 самогенерирующим тесламетром определяется соотношением

$$\delta f_0 = \gamma \delta B_0 = \Delta f_0 \operatorname{tg} \delta \varphi_1 \pm \gamma \delta B_1, \quad (1)$$

где δf_0 — погрешность регистрации; γ — коэффициент преобразования первичного преобразователя; Δf_0 — полуширина резонансной линии; $\delta \varphi_1$ — фазовый сдвиг сигнала обратной связи; δB_1 — проекция вектора внутренней индукции преобразователя* на вектор B_0 .

С учетом погрешности от световых сдвигов ϵ [6] и зависимости показаний тесламетра от ориентации преобразователя [7] на его выходе регистрируется частота

$$\tilde{f}_0 = f_0 \pm \epsilon + \delta f_0 \pm F[\epsilon, A, \vartheta, f_0, \theta], \quad (2)$$

где $f_0 = \gamma B_0$ — частота резонанса; ϵ — световой сдвиг, зависящий от ориентации преобразователя; θ — угол ориентации преобразователя относительно вектора B_0 ; A — сдвиг, связанный с асимметрией линии поглощения. Световой сдвиг определяется практически лишь виртуальными переходами, так как вклад реальных пренебрежимо мал [8]. Знак этого сдвига меняется при смене знака поляризации света, а величина сдвига стремится к нулю, когда линия излучения совпадает с центром линии поглощения.

Реальный суммарный фазовый сдвиг в цепи обратной связи $\Sigma \varphi_i$ состоит из сдвигов ячейкой $\varphi_{\text{ж}}$ ($\pm 90^\circ$), фотодетектором $\varphi_{\text{фд}}$, широкополосным усилителем и кабелем $\varphi_{\text{ук}}$, а также из сдвига катушкой обратной связи $\varphi_{\text{ноб}}$.

Эквивалентная схема цепи фотодетектор — кабель — усилитель — кабель — катушка обратной связи представлена на рис. 1. Емкость перехода за счет напряжения смещения удается несколько уменьшить, обычно $C_n = 2000 \div 3000$ пФ; R_n — более 1 МОм, $R_u = 2 \div 3$ кОм, C_n' — зависит от длины кабе-

* $B_1 = \mu_0 I$, где μ_0 — магнитная постоянная; I — намагниченность преобразователя.

ля. Для уменьшения влияния магнитных моментов, создаваемых блоками электроники и токами питания, длину кабеля выбирают не менее 3,5–4 м, отсюда $C_M \approx 400 \div 450$ пФ, $R_M \approx 10$ кОм. Значительное снижение R_M нецелесообразно, так как при этом снижается чувствительность тесламетра. Емкость $C_M \approx 10^4 \div 10^5$ пФ; $R_B \approx 50$ Ом (нагружен на кабель); $C_A \approx 400$ пФ.

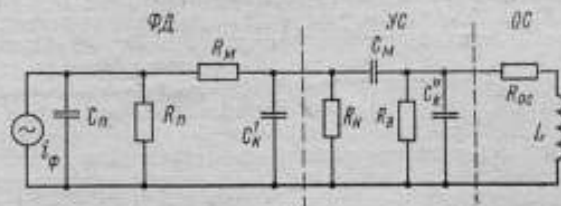


Рис. 1. Эквивалентная схема цепи обратной связи, используемой для определения ее фазочастотной характеристики.

i_Φ — генератор фототока; C_n — емкость перехода; R_n — сопротивление перехода; R_M — сопротивление материала полупроводника контактов; R_B — эквивалентное входное сопротивление нагрузки; C_M — эквивалентная переходная емкость усилителя; C_A — емкость входного кабеля; R_B — выходное сопротивление усилителя; R_{oc} — сопротивление цепи обратной связи; L — индуктивность катушки обратной связи.

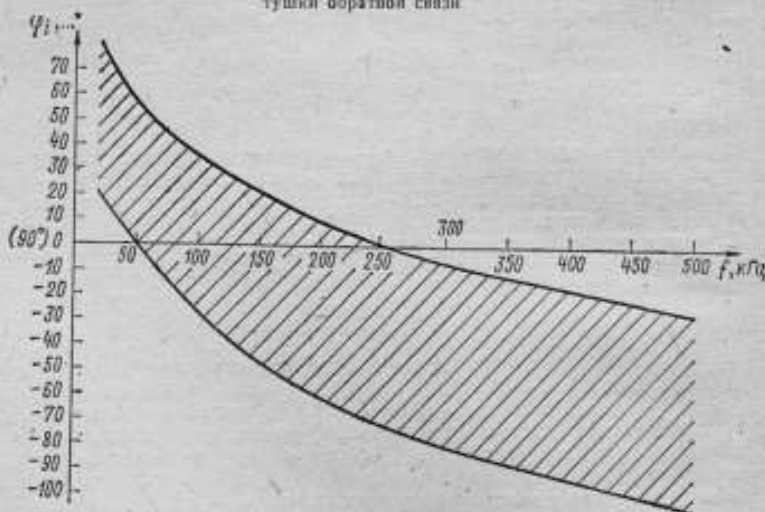


Рис. 2. Фазочастотная характеристика цепи обратной связи

Параметры R_{oc} и L можно широко варьировать, однако, как показывает анализ, практически это мало влияет на фазовые соотношения цепи обратной связи. Катушку обратной связи обычно выбирают с $L = 10 \div 50$ мкГн, а сопротивление резистора $R_{oc} \gg \omega L$ определяется необходимой величиной радиочастотного поля γB_1 .

Фазочастотная характеристика рассмотренной выше цепи обратной связи представлена на рис. 2. Заштрихованное поле характеристик ограничено двумя кривыми, соответствующими минимальному и максимальному фазовым

сдвигам. Соответствующие им погрешности измерения могут быть найдены из выражения (1).

Погрешность измерения магнитной индукции, связанную с фазой сигнала обратной связи, можно определять тремя методами с использованием модуляции света [3], по максимуму поглощения света при разомкнутой цепи обратной связи [3], по результатам измерений в мере магнитной индукции при замкнутой цепи обратной связи. При этом погрешности измерения, снятые указанными способами, по нашим данным, могут различаться между собой на 10 нТ, что объясняется погрешностями меры (0,01%), применяемых приборов и самих методов измерений. Наиболее достоверным является метод измерений в мере магнитной индукции с замкнутой цепью обратной связи, позволяющей учесть погрешности прибора непосредственно в режиме самогенерации.

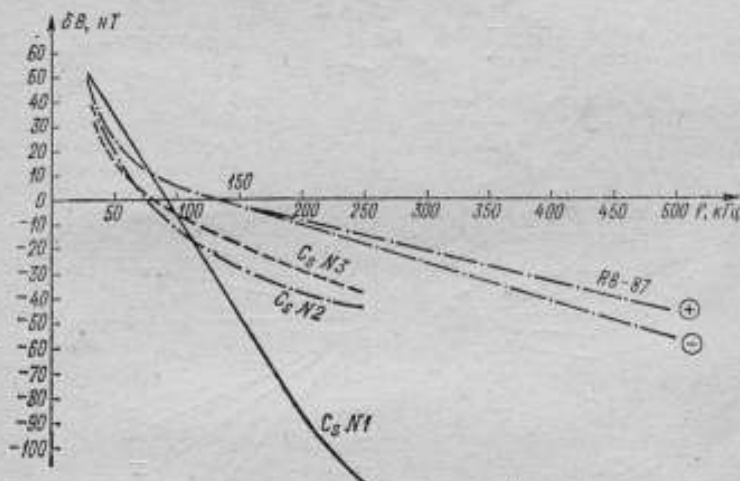


Рис. 3. Экспериментальные характеристики фазовой погрешности спиновых генераторов, снятые в мере магнитной индукции (для генератора $Rb-87$ снята при двух направлениях МП (+, + и -, -)), для Cs -генераторов построена усредненная зависимость при смене направления поля.

На рис. 3 представлены полученные экспериментально зависимости фазовой погрешности δB в рабочем диапазоне частот тесламетров из $Rb-87$ и $Cs-133$, снятые в мере магнитной индукции второго разряда, при $\theta = 45^\circ$ и $\Delta f_s = 110 \div 180$ Гц. Как следует из этих характеристик, максимальная погрешность измерения B_0 , вызванная фазовыми искажениями, может достигать 90 нТ на границах рабочего диапазона (Cs № 1), т. е. для цезиевого спинового генератора она превышает 0,1% значения магнитной индукции.

Следует отметить, что тесламетры Cs № 1 и Cs № 3 построены из одинаковых элементов, входящих в цепь обратной связи, но световой поток у Cs № 1 в два раза больше.

Минимальные фазовые искажения для Cs -генератора № 3 лежат в области 75 кГц (точка перехода через ось абсцисс). Если полностью следовать выводам работы [7], то ориентационные погрешности должны быть равны нулю при $\Sigma \varphi_i \rightarrow 0$. Однако экспериментальные характеристики ориентационных сдвигов не всегда имеют явный минимум при $\Sigma \varphi_i \rightarrow 0$. На рис. 4 представлены ориентационные сдвиги в диапазоне магнитных полей. Cs -генератора № 3, фазо-частотные характеристики которого рассмотрены выше. На рис. 4 не обнаруживается явная зависимость ориентационной погрешности от фазы сигнала обратной связи. Это может быть объяснено тем, что основная часть ориента-

ционной погрешности на частоте 75 кГц в данном случае определяется световым сдвигом ϵ [второй член выражения (2)], асимметрией резонанса и магнитичностью преобразователя. Следовательно, при аттестации тесламетра необходимо определять ориентационную погрешность прибора во всем его рабочем диапазоне индукций и в двух взаимно перпендикулярных плоскостях изменения θ .

Экспериментальные характеристики измерения погрешности магнитной индукции щелочных тесламетров позволяют также сделать вывод, что при большом частотном диапазоне работы прибора (50—500 кГц) для коррекции фазовой характеристики цепи обратной связи необходимо звено R, L, C (в ра-

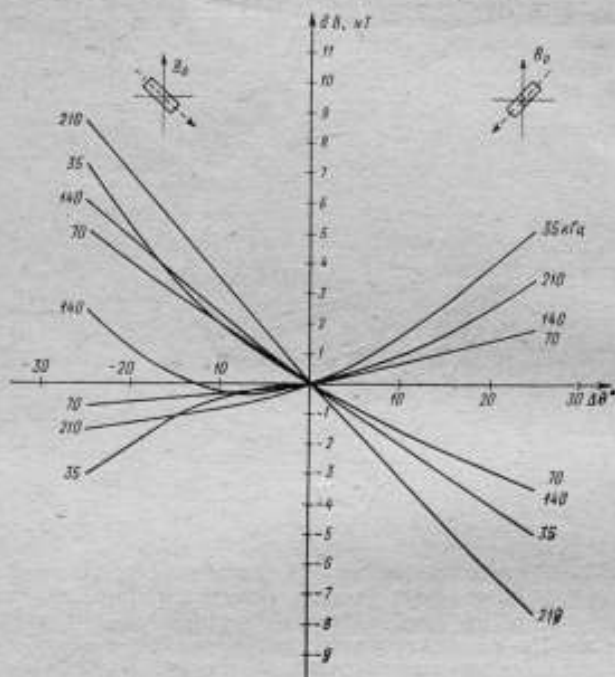


Рис. 4. Зависимость ориентационного сдвига от частоты генерации \tilde{f} для Cs-генератора № 3 при двух положениях преобразователя относительно направления индукции \vec{B}_0 (отмечены начальные положения преобразователя)

боте [4] рассмотрена коррекция R, C звеньями, годная в сравнительно небольшом диапазоне рабочих частот). Такая коррекция в общем случае весьма трудоемка, вряд ли оправдана и выполнима на должном уровне (2—4 мТ по всем диапазонам) лишь в серийном производстве. Значительное снижение фазовых погрешностей достигается простым введением поправки или использованием атомного фильтра в двухканальном тесламетре, [9] для подстройки частоты M_2 -части прибора по сигналу M_2 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bloom A. L. Principles of Operation of the Rb-vapor Magnetometer.—Appl. optice, 1962, № 1.

2. Козлов А. Н. Квантовые магнитометры для геомагнитных исследований. Автореф. дис. на соискание учен. степ. канд. физ.-мат. наук (институт физики Земли АН СССР), 1965.

3. Козлов А. Н., Перунов Б. С., Фастовский У. В. О двух способах настройки квантового самогенерирующего магнитометра. — Геофизическая аппаратура, Л., Недра, 1968, вып. 36.

4. Козлов А. Н., Шарлай К. Л., Шумов А. А. Расчет фазочастотных характеристик квантового самогенерирующего магнитометра. — В кн. Геофизическая аппаратура, Л., Недра, 1974, вып. 56.

5. Наумов А. П. Исследование метода оптической ориентации атомов при точных измерениях индукции постоянного магнитного поля. — В кн. Тезисы докладов на IX сессии семинара по проблемам построения и использования магнитометрической аппаратуры, Л., Недра, 1973.

6. Cohen-Tannoudji С. E. Théorie quantique du cycle de pompage optique. — Annales de Physique, 1962, № 7/8.

7. Новиков Л. Н. Ориентационный сдвиг частоты в квантовых радиооптических магнитометрах. — Геофизическая аппаратура, Л., Недра, 1968, вып. 36.

8. Наумов А. П. Влияние реальных переходов и магнитных взаимодействий оптически ориентированных атомов на частоту зеемановых переходов. — В кн. Труды метрологических институтов СССР, Л., Энергия, 1972, вып. 140(200).

9. Allen J., Bender P. Narrow Lin Rubidium Magnetometer for High Accuracy Field Measurements. — Journ. of Geomagnetism and Geoelectr. 1972, № 1, Univ. of Tokyo Press.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 621.391.82

В. В. Филиппов

ВНИИМ

ОПТИМАЛЬНАЯ СТРУКТУРНАЯ СХЕМА СИСТЕМЫ ПОДАВЛЕНИЯ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОМЕХ ЕСТЕСТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Одним из основных источников погрешностей при измерении индукции слабых магнитных полей с помощью магнитометров, а также при воспроизведении их мерами высокого класса точности являются внешние магнитные помехи (ВМП) естественного происхождения. Поэтому при проектировании таких магнитометров и мер следует предусматривать специальные способы защиты от ВМП.

Повышению помехозащитности магнитометрической аппаратуры от ВМП в последнее время уделяется большое внимание в связи со значительным снижением порога чувствительности магнитометров и необходимостью их аттестации и поверки в области слабых магнитных полей.

Энергетический спектр ВМП достаточно широк и имеет сложную зависимость от многих факторов: широты места измерения, удаленности от промышленных объектов и электрического транспорта, однородности геологического строения в местах измерения и т. д.

Характерным признаком ВМП естественного происхождения является большая однородность магнитного поля на значительных территориях и устойчивый спектральный состав. Для борьбы с этими помехами применяют фильтрацию; если спектр измеряемого сигнала не совпадает со спектром ВМП, или системы подавления, если этот спектр совпадает со спектром ВМП.

Несмотря на большое разнообразие систем подавления ВМП, применяемых в магнитометрах и в мерах магнитной индукции [1, 2, 3], для них можно выбрать единую оптимальную структурную схему, характеризующуюся наибольшим коэффициентом подавления.

Теория оптимальных систем позволяет определить математические операции, необходимые для достижения предельно возможной точности подавления помех. Зная такой предел, можно оценить, насколько та или иная система близка к оптимальной и возможно ли дальнейшее повышение ее точности. При этом в качестве критерия оптимальности выбрано среднее значение квадрата погрешности подавления ВМП, т. е. минимум дисперсии погрешности подавления. Такой критерий удобен для практики, так как он позволяет оценивать погрешность подавления одним числом, сравнивать различные типы систем подавления и выбирать параметры отдельных элементов системы с целью минимизации этой погрешности.

Одной из основных характеристик ВМП естественного происхождения является спектральное распределение мощности. Несмотря на то, что в настоящее время исследована достаточно широкая полоса частот ВМП (от $1 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^3$ Гц) практическое использование полученных результатов затрудняется тем, что приводимые в литературе участки спектра получены в большинстве случаев по реализациям случайного процесса конечной длительности, не указываются методы обработки, и поэтому неизвестна степень приближения к значению истинного спектра.

В июне 1970 г. в течение 20 суток на широте 70° в районе Мурманска автором были проведены измерения короткопериодных колебаний (КПК) магнитного поля Земли с помощью феррозондового магнитометра с порогом чувствительности $B_n = 0,05 \pm 0,075$ нТл и полосой пропускания

от 0 до 3 Гц. Регистрация производилась с помощью самописцев при скорости движения ленты 1, 3 и 6 мм/с, максимальная длительность одной записи составляла около 4 ч. 34 магнитограммы общей длительностью около 180 ч обрабатывались следующим образом: на произвольно выбранных участках проводилась поперечная обработка записи (количество периодов на каждом участке зависело от качества записи и длительности периодов колебаний и составляло от 4 до 15). По всем данным производился отбор и среднее амплитуд КПК МПЗ в полосе частот, составлявшей не более 30% от основной частоты, т. е. той, на которой производилось усреднение. Переход от полученных таким образом дискретных средних амплитуд помех к спектральной плотности осуществляется по формуле [4]

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} B_{cp}^2 T,$$

где B_{cp}^2 — квадрат среднего значения амплитуды ВМП; T — период колебания.

По данным проведенных измерений ВМП и работ других авторов были построены отдельные участки энергетического спектра ВМП в диапазоне частот $2 \cdot 10^{-3} - 200$ Гц (рис. 1). На рис. 1 участки спектра, обозначенные цифрами, построены по данным [4—7], а сплошная линия — по результатам

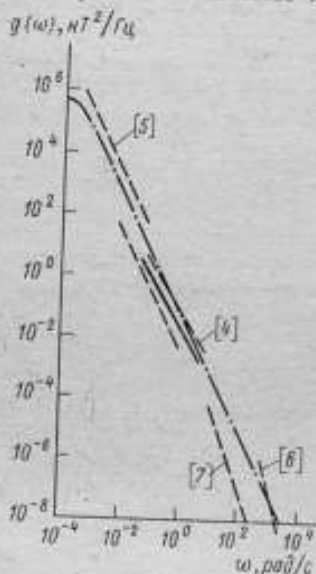


Рис. 1. Спектр внешних помех естественного происхождения

проведенных измерений. Значительное расхождение в исходных данных, небольшой объем набранной статистики, а также значительное сглаживание результатов обработки позволяют считать, что эти участки отражают общие закономерности спектрального распределения ВМП естественного происхождения в данном диапазоне частот.

При оптимизации структурных схем магнитометрических средств измерений и систем подавления помех необходимо пользоваться аналитическим выражением формы спектра ВМП естественного происхождения.

В работах [8, 9] приводятся функции аппроксимации спектра ВМП естественного происхождения в диапазоне частот $1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-1}$ Гц, достаточно точно отражающие участки полученного экспериментальным путем энергетического спектра в указанном диапазоне частот. Однако эти функции или достаточно сложны [9], или не позволяют использовать аппарат оптимизации при разработке средств измерений индукции магнитного поля.

Результат проведенных измерений и анализ работ различных авторов показывает, что спектр ВМП естественного происхождения целесообразно аппроксимировать в диапазоне частот $1 \cdot 10^{-4} - 100$ Гц функцией вида

$$g(\omega) = \frac{2D\tau_n}{1 + \omega^2\tau_n^2}$$

где $\tau_n = 5 \cdot 10^3$ с — максимальное время корреляции, определяемое на уровне 0,75 от максимального значения спектральной плотности (при $\omega = 1 \cdot 10^{-4}$ рад/с); $D = B_{cp}^2 = 100$ и Т² — квадрат среднего значения амплитуды КПК геомагнитного поля.

Предлагаемая аппроксимация (на рис. 2 штрих-пунктирная линия) достаточно точно отражает отдельные участки спектра и позволяет использовать разработанный математический аппарат оптимальной фильтрации.

В [1, 2, 3] проанализирована работа систем подавления помех с фотоэлектрическими, квантовооптическими, ядерными, индукционными и феррозондовыми первичными преобразователями. Типовая структурная схема системы подавления помех приведена на рис. 2. Шумы большинства первичных преобразователей этих систем являются стационарными случайным процессом. В узкой полосе частот, в которой работают такие системы, их можно аппроксимировать шумом с равномерной спектральной плотностью (белым шумом)



Рис. 2. Типовая структурная схема системы подавления помех:

ПСП — преобразователь системы подавления; УПК — усилительно-преобразовательный канал; β — цепь обратной связи; ОПП — выход с подавлением помехами

$$S_{ш}(\omega) = N,$$

где N — спектральная плотность шума, приведенного к входу системы.

Оптимальную структурную схему системы подавления ВМП при таких воздействиях надо искать в классе линейных систем. Задача относится к классу вариационных и может быть решена следующим образом [10, 11]. Представим ошибку подавления ВМП в виде

$$\xi(t) = B_n(t) - B_y(t), \quad (1)$$

где $B_n(t)$ — ВМП на входе системы подавления и в объеме, в котором осуществляется подавление помех; $B_y(t)$ — ВМП, воспроизводимые на выходе системы подавления помех и приведенные к входу.

Значение $B_y(t)$ определим из уравнения

$$B_y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) w(t) dt, \quad (2)$$

где $\varphi(t) = B_n(t) + f(t)$ — суммарное значение индукций ВМП и шумов на входе системы подавления; $w(t)$ — весовая функция системы подавления помех.

Определим дисперсию ошибки подавления ВМП на выходе системы

$$\bar{\varepsilon}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \bar{\varepsilon}^2(t) dt. \quad (3)$$

Подставив (2) в (1) и затем (1) в (3), получим

$$\bar{\varepsilon}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left[B_n(t) - \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) w(\tau) d\tau \right]^2 dt. \quad (4)$$

Передаточную функцию системы определим путем преобразования Фурье от весовой функции $w(t)$

$$\Phi(j\omega) = \int_0^{\infty} w(t) e^{-j\omega t} dt.$$

Раскрыв скобки в (4) и изменив порядок интегрирования, а также введя корреляционные функции ВМП и шумов, получим

$$\bar{\varepsilon}^2 = K_n(0) - 2 \int_0^{\infty} w(\lambda) K_{np}(\lambda) d\lambda + \int_0^{\infty} w(\lambda) d\lambda \int_0^{\infty} w(v) K_{\varphi}(\lambda - v) dv, \quad (5)$$

где $K_n(0)$ — корреляционная функция ВМП при времени корреляции $\tau=0$; $K_{\varphi}(\lambda-v) = K_n(\tau) + K_f(\tau)$ — сумма корреляционных функций ВМП и шумов соответственно; $K_{np}(\lambda) = K_n(\tau)$ — взаимно корреляционная функция входа и выхода, так как источники ВМП и шумов на выходе системы независимы. Из (5) следует, что оптимальная весовая функция системы будет определяться только видом корреляционных функций ВМП $K_n(\tau)$ и шумов $K_f(\tau)$.

Необходимое условие минимизации выражения (5) заключается в том, чтобы весовая функция была решением уравнения Виннера—Хопфа

$$\int_0^{\infty} K_{\varphi}(\tau - \lambda) w(\lambda) d\lambda - K_{np}(\tau) = 0. \quad (6)$$

Таким образом, для определения весовой функции системы подавления ВМП необходимо знать корреляционные функции процессов, действующих на ее вход. Однако определить корреляционные функции ВМП и шумов, действующих на первичный преобразователь, не всегда возможно, кроме того, происходящая при решении интегрального уравнения (6) во временной области свертка корреляционной функции с весовой очень затрудняет расчеты. В связи с этим уравнение (6) целесообразно решать в частотной области. Передаточная функция, соответствующая оптимальной весовой функции во временной области, является решением уравнения (6)

$$\Phi(j\omega) = \frac{1}{2\pi\psi(j\omega)} \int_0^{\infty} e^{-j\omega t} dt \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_{np}(\omega)}{\psi^*(j\omega)} d\omega, \quad (7)$$

где $\psi(j\omega)$; $\psi^*(j\omega)$ — комплексно сопряженные функции; $\psi(j\omega)\psi^*(j\omega) = S_{\varphi}(\omega)$, т. е. сумма спектральных плотностей ВМП и шума на входе, а так как источники ВМП и шумы независимы, то

$$S_{\varphi}(\omega) = S_n(\omega) + N.$$

Здесь $S_n(\omega)$, N — спектральная плотность ВМП и шумов первичных преобразователей. Так как источники ВМП и шумов первичных преобразователей независимы, то взаимная спектральная плотность ВМП и шумов составит

$$S_{np} = S_n(\omega).$$

Суммарная спектральная плотность помех и шумов, действующих на входе, составляет

$$S_{\varphi}(\omega) = \frac{2D\tau_K}{1 + \omega^2\tau_K^2} + N = \frac{2D\tau_K + N + N\omega^2\tau_K^2}{1 + \omega^2\tau_K^2} = \\ = \frac{(Q + j\tau_K\omega\sqrt{N})(Q - j\tau_K\omega\sqrt{N})}{1 + \omega^2\tau_K^2},$$

где $Q = \sqrt{2D\tau_K + N}$.

Разложив спектральную плотность входной функции на сопряженные множители, получим

$$S_{\varphi}(\omega) = \psi(j\omega)\psi^*(j\omega),$$

где

$$\psi(j\omega) = \frac{Q + j\omega\tau_K\sqrt{N}}{1 + j\omega\tau_K}; \quad \psi^*(j\omega) = \frac{Q - j\omega\tau_K\sqrt{N}}{1 - j\omega\tau_K}.$$

Подынтегральную функцию в выражении (7) запишем в виде

$$\frac{S_{\text{нп}}}{\psi^*(j\omega)} = \frac{S_{\text{н}}(\omega)}{\psi^*(j\omega)} = \frac{2D\tau_K(1 - j\omega\tau_K)}{Q - j\omega\tau_K(\sqrt{N})(1 + j\omega\tau_K)}.$$

Представив результат в виде суммы простейших дробей и используя метод неопределенных коэффициентов, получим

$$\frac{S_{\varphi}(\omega)}{\psi^*(j\omega)} = 2D\tau_K \left[\frac{A}{Q - j\omega\tau_K\sqrt{N}} + \frac{L}{1 + j\omega\tau_K} \right] = \\ = 2\tau_K D \frac{A + Aj\omega\tau_K + LQ - jL\omega\tau_K\sqrt{N}}{(Q - j\omega\tau_K\sqrt{N})(1 + j\omega\tau_K)}.$$

Отсюда

$$A + LQ = 1; \\ j\omega\tau_K(A - L\sqrt{N}) = 0;$$

тогда $A - L\sqrt{N} = 0$; $A = L\sqrt{N}$.

Решив систему уравнений

$$A + LQ = 1 \quad A - L\sqrt{N} = 0,$$

получим

$$L = \frac{1}{Q + \sqrt{N}}; \quad A = \frac{\sqrt{N}}{Q + \sqrt{N}}.$$

В результате получим

$$\frac{S_{\varphi}}{\psi^*(j\omega)} = \frac{2\tau_K D}{Q + \sqrt{N}} \left[\frac{\sqrt{N}}{Q - j\omega\tau_K\sqrt{N}} + \frac{1}{1 + j\omega\tau_K} \right]. \quad (8)$$

Отбросив первый член в квадратных скобках, который имеет полюс в нижней полуплоскости, найдем числитель выражения (8)

$$B(j\omega) = \frac{2D\tau_K}{Q + \sqrt{N}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_K};$$

Передаточную функцию оптимальной системы получим, составив отношение

$$\Phi(j\omega) = \frac{B(j\omega)}{\Psi(j\omega)} = \frac{2D\tau_k}{(Q + \sqrt{N})(Q + j\omega\tau_k\sqrt{N})}$$

Найдем постоянную времени системы и коэффициент усиления

$$T = \frac{\tau_k \sqrt{N}}{Q}; \quad K_0 = \frac{1}{Q} \frac{2D\tau_k}{Q + \sqrt{N}}$$

Тогда передаточная функция системы определится из выражения

$$\Phi(j\omega) = K_0 \frac{1}{1 + j\omega T},$$

где $K_0 \approx 1$.

Таким образом, оптимальная система подавления ВМП должна представлять собой линейную систему с передаточной функцией интегрирующего звена, охваченного единичной обратной связью. При выполнении условия

$$T_{инер} = \frac{K_{инер} + 1}{K_{инт}}$$

передаточная функция инерционного звена приближается к передаточной функции интегрирующего звена. В этом случае в качестве интегрирующего звена можно использовать инерционное, как более простое. Для получения минимальной погрешности подавления ВМП при проектировании систем подавления структурную схему необходимо максимально приближать к оптимальной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрынников Р. Г. Стабилизаторы напряженности магнитного поля. Л., Энергия, 1975.
2. Скрынников Р. Г., Филиппов В. В. Подавление помех в магнитометрах с преобразователями индукционного типа. — В кн.: Труды метрологических институтов СССР, М., Изд-во стандартов, 1972, вып. 190 (250).
3. Филиппов В. В. Динамические погрешности, возникающие при подавлении помех в феррозондовом магнитометре. — Метрология, 1973, № 9.
4. Eberman G. Studies gaint pulsations, continius pulsations and pulsations trainsin the geonagnetic field.—Arkiv for glofysic, 1967, v. 5.
5. Horton C. W., Hoffman A. A. Magnetotelluric fields in the frequency range 0,03 to 7 cycles per kilo second. Part I. Pourr spectra.—J. Res. NBS, 1962, № 4.
6. Wilcox J. B. and Maple E. Audiofrequency fluctuations in the geomagnetic fields.—Trans. Amer. Geophys. Union, 1954, v. 35.
7. Watt A. D., Maxwell E. L. Characteristics of Atmospheric Noise from 1 to 100 k. c.—Proceedings of the IRE, June, 1957.
8. Дубровский В. Г., Крамаренко С. А. Спектральные характеристики земного и межпланетного полей в диапазоне частот $1-10^{-4}$ Гц. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1971, № 6.
9. Александров М. О., Бакленова З. М., Гладштейн Н. Д. и др. Флуктуация электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. М., Наука, 1972.
10. Ньютон Дж. К., Гулд Л. А., Кайзер Дж. Ф. Теория линейных следящих систем. М., Физматгиз, 1961.
11. Первачев С. В., Валуев А. А., Чиликин В. М. Статистическая динамика радиотехнических следующих систем. М., Советское радио, 1973.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ШУМОВ
В ФЕРРОЗОНДАХ*

В работах [1—6] установлена связь между уровнем магнитного шума феррозондов и магнитоотражающей сердечников. В [2—4] на основании полученных ранее опытных данных [7] дана приближенная зависимость

$$B_{ш} \sim (E\lambda_s)^2, \quad (1)$$

где $B_{ш}$ — уровень шума в единицах магнитной индукции (максимальное или среднее квадратическое значение); E — модуль упругости; λ_s — коэффициент магнитоотражающей насыщенности материала сердечников. Обнаружен также резкий подъем уровня шума при приближении к механическому резонансу сердечников. В работе [6] рассматриваются недостатки модели магнитоотражающего шума, построенной в [5], а также подчеркивается, что наблюдаемая корреляция между $B_{ш}$ и λ_s становится слабее при приближении к нулевым значениям λ_s .

Приводимые экспериментальные данные уточняют эту связь в области малых значений λ_s и на основании этого позволяют выбрать материал для сердечников низкочастотных феррозондов.

Измерения проводились прямым методом, при котором уровень шума оценивается по выходному напряжению феррозондового канала в соответствии с выражением

$$B_{ш \max} = \frac{1}{S} U_{\max} = \frac{1}{S} \varepsilon U, \quad (2)$$

где S — чувствительность (коэффициент преобразования) канала; $\varepsilon = U_{\max}/U = \sqrt{\int_0^B g(f) df}$ — среднее квадратическое значение выходного напряжения; $g(f)$ — спектральная плотность напряжения, приведенная к полосе 1 Гц; B — ширина рабочей полосы канала; $\varepsilon \gg 1$ — коэффициент, зависящий от заданной доверительной вероятности оценки и закона распределения шума. Функциональная схема аппаратуры приведена на рис. 1.

В качестве генератора шума использовался дифференциальный феррозонд со сменными сердечниками, размерами $130 \times 2,8 \times 0,1$ мм³. Центральный (баллистический) коэффициент размагничивания в направлении продольной оси сердечника составлял $N_0 \approx 10^{-4}$. Количество витков обмоток возбуждения — 420×2 , провод ПЭВ-2 диаметром 0,25. Количество витков измерительной обмотки, сосредоточенной в центральной части феррозонда — 2000, провод ПЭВ-2 диаметром 0,08.

Феррозонд подключен к генератору синусоидального тока частоты 1 кГц. Коэффициент генератора по четным гармоникам не выше 0,01%. Режим возбуждения близок к оптимальному $H_m \approx 2H_s$, где H_m — амплитуда напряженности поля возбуждения; H_s — напряженность поля, соответствующая насыщению сердечника. Коэффициент преобразования феррозонда на холостом ходу $G = 25$ мкВ/нТ.

По измерительной цепи феррозонд сопряжен с эмиттерным повторителем, имеющим входное сопротивление порядка 60 кОм. Далее следует: двойной режкторный фильтр, подавляющий 1-ю и 3-ю гармоники (1 и 3 кГц) напряжения небаланса феррозонда на 60 дБ, избирательный усилитель с коэффициентом

* Статья написана по материалам докладов, прочитанных авторами на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля», проведенной в Ленинграде в марте 1975 г. [11, 13].

том усиления по 2-й гармонике (2 кГц) порядка $4 \cdot 10^4$, синхронный детектор с большой постоянной времени и стрелочный прибор, параллельно которому включен самописец типа КСП-4. Ширина рабочей полосы измерительного канала $F_p = 0 \div 1$ Гц (на частоте 1 Гц характеристика имеет затухание порядка 30%).

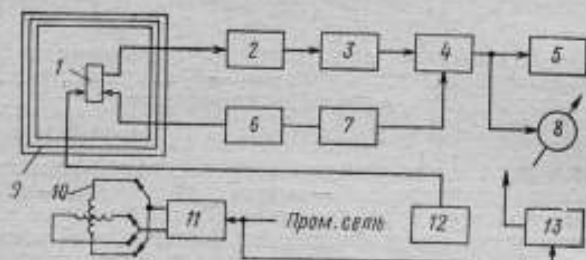


Рис. 1. Функциональная схема измерительной аппаратуры:

1—феррозонд со сменными сердечниками (генератор магнитного шума); 2—эмиттерный повторитель и рефлекторный фильтр; 3—избирательный усилитель; 4—синхронный детектор; 5—самописец; 6—устройство контроля режима возбуждения; 7—генератор возбуждения феррозонда; 8—стрелочный прибор; 9—трехслойный ферромагнитный экран; 10—взаимно перпендикулярные обмотки из внутреннего слоя экрана; 11—устройство размагничивания; 12—калибровочное устройство; 13—выпрямитель и стабилизатор, питающий электронные узлы аппаратуры.

Диапазон измеряемых значений, устанавливаемый по калибровочному сигналу, составляет ± 1 нТ (± 1000 пТ). Калибровочный сигнал образуется подачей заданного значения тока в расположенную на феррозонде специальную обмотку, постоянная которой была предварительно определена методом ком-

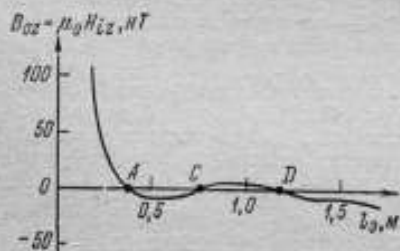


Рис. 2. Изменение вертикальной составляющей внутреннего поля экрана вдоль его центральной оси:

A, C, D—нулевые точки

парирования в образцовых катушках Гельмгольца. Собственный шум канала, измеренный при подключении к эмиттерному повторителю (взамен феррозонда) эквивалентного реактивного сопротивления и выраженный в единицах магнитной индукции, не превышает 5 пТ.

Для защиты от магнитного поля Земли, его вариаций и промышленных помех феррозонд во время измерения помещается в цилиндрический трехслойный ферромагнитный экран с рабочим объемом 540×1500 мм³. Экран установлен таким образом, что его продольная ось расположена горизонтально и перпендикулярно магнитному меридиану. На внутреннем слое экрана расположены две взаимно перпендикулярные обмотки — соленоидальная и торондальная, используемые для его размагничивания. На рис. 2 приведена кривая изменения вертикальной составляющей магнитной индукции внутреннего поля экрана вдоль его продольной оси, полученная после размагничивания внутреннего слоя и «отдыха» в течение нескольких суток. Видно, что кривая трижды переходит через нуль. В одной из этих нулевых точек и устанавли-

Из различных материалов были изготовлены партии идентичных по размеру сердечников в количестве не менее 20 штук в каждой партии. Сердечники отжигались в вакууме при соблюдении режимов, рекомендуемых ГОСТ 10160—75, что обеспечивало примерно одинаковый размер зерен*. После отжига каждый сердечник помещался в гетинаксовый чехол, предохраняющий его от механических повреждений в момент настройки феррозонда.

Измерения производились следующим методом. Из одной партии брали два сердечника и вставляли их в пазы феррозонда. Настройка феррозонда заключалась в том, что перемещая сердечники на незначительное расстояние относительно центра измерительной обмотки, обеспечивали уровень напряжения небаланса не более 5 мВ. Если достигнуть такого уровня не представлялось возможным, то один из сердечников заменяли другим, взятым из той же партии. После настройки феррозонд устанавливался вертикально в одной

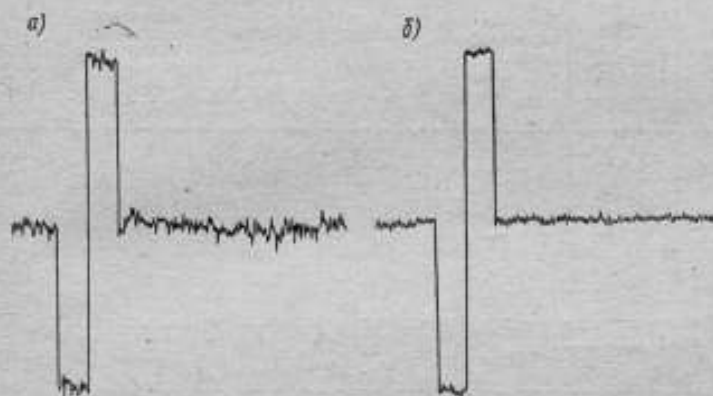


Рис. 3. Контрольная запись шума в сердечниках:

а — из сплава 80НХС; б — из сплава 81НМА

из точек с нулевым значением индукции внутри экрана (рис. 2). Затем контролировался ток возбуждения и по калибровочному сигналу оценивалась чувствительность канала. В течение 8—10 мин производилась пробная запись шума. Затем осуществлялась коррекция нуля и в течение 30 мин производилась контрольная запись шума (рис. 3). После этого сердечники вынимались из феррозонда и помещались в отдельный пронумерованный конверт. Из той же партии брали следующую пару сердечников и все описанные операции повторяли. Аналогичным образом испытывалась и третья пара сердечников. Если уровень шума одной из пар отличался от уровней шума других пар более чем в 1,5 раза, то число испытываемых пар данной партии увеличивалось до пяти. В отдельных случаях проводились повторные измерения. За результат принималось среднее арифметическое значение $V_{ш\max}$ полученных для каждого цикла наблюдений. При этом 30-минутный цикл наблюдений позволял надежно регистрировать составляющие спектра шума, начиная с частоты 10^{-3} Гц.

В качестве исследуемых материалов использовались железоникелевые сплавы с положительной магнитострикцией, изготовленные и прошедшие термическую обработку (уже в виде сердечников) в Институте прецизионных сплавов ЦНИИЧермет им. И. П. Бардина (см. таблицу).

* Для сердечников из сплава 81НМА проводен отжиг при пониженной температуре (800°C).

В соответствии с представлениями, развиваемыми в работах [2—4] и базирующимися на теории пластичности [8—10], основную роль в механизме возникновения шума играет взаимодействие доменных стенок с дефектами кристаллической решетки, главным образом, дислокациями. Степень этого взаимодействия обуславливается внутренними магнитострикционными напряжениями [9], поэтому уровень шума так или иначе зависит от коэффициентов магнитострикции материала сердечников. Шум — это пространственно-временная совокупность скачков намагниченности, связанная с указанными взаимодействиями и в то же время зависящая от флуктуаций центров образования доменов противоположной намагниченности, включая также флуктуации местоположения и ориентации самих дефектов.

Марка сплава	Наблюдаемый уровень шума $V_{ш\max}$ ($\Delta f = 0,001 - 1,0$ Гц), μT	Механические параметры		Магнитные параметры		
		Коэффициент магнитострикции насыщения $\lambda_s \cdot 10^{-6}$	Твердость по Бринеллю H_B	Коэффициентная сила H_C , А/м	Начальная магнитная проницаемость (относительная) $\mu_{нач} \cdot 10^3$	Индукция технического насыщения B_S , Т
80 Н2М	0,8	0,8*	—	4,0*	9*	0,86*
79 Н3М	0,28	2,0	120	3,2*	14*	0,85*
79 НМ	0,2	2,0	120	2,4	20	0,73
80 НХС	0,14	—	130	2,4	22	0,63
83 НФ	0,065	0,5	135*	1,6	58	0,6
81 НМА	0,06	0,5	212	0,88	66	0,5

* Механические и магнитные параметры получены на образцах «свидетелях» в ЦНИИЧМ. Значение по [15].

На наш взгляд, подъем уровня шума вблизи гармоник частоты перемагничивания объясняется явлениями, приводящими к асимметрии петли гистерезиса, и коррелирующей скачков намагниченности от цикла к циклу при многократном взаимодействии доменных границ с одними и теми же дислокациями. Наибольший интерес вызывает связь между уровнем шума и механическими параметрами материалов — магнитострикцией насыщения и твердостью. Магнитострикция характеризует степень взаимодействия доменных границ с дислокациями, твердость материала препятствует возникновению флуктуационных процессов, связанных с возможным изменением положения дефектов.

Как видно из таблицы, сплавы с низким коэффициентом магнитострикции насыщения, обладающие повышенной твердостью, обеспечивают наименьший уровень шума, что необходимо учитывать при проектировании низкочастотных феррозондов. Однако для выбранной группы сплавов зависимость (1) не выполняется. Для четырех последних сплавов наблюдается примерно линейная зависимость уровня шума от значения λ_s . Более того, разный уровень шума сердечников из сплавов 79Н3М и 79НМ, имеющих одинаковые коэффициенты магнитострикции и твердости, а также значительный уровень шума сердечников из сплава 80 Н2М, характеризующегося низким коэффициентом магнитострикции, указывают на то, что для материалов по крайней мере с $\lambda_s < 2 \cdot 10^{-6}$ должны учитываться и иные факторы. Отклонение от зависимости (1) можно объяснить следующими причинами: во-первых, испытаниям подвергались не замкнутые, как в [7], а разомкнутые сердечники, в уровень шума которых дополнительный вклад вносит неоднородность намагничивания [1]. Что касается магнитострикции формы [2, 3], то при коэффициенте размагничивания сердечников $N < 10^{-4}$ ее вклад незначителен. Незначительно также влияние механического резонанса, поскольку рабочая частота ($2f = 2$ кГц) лежит значительно ниже частоты собственных механических колебаний сердечников ($f = 18,8$ кГц). Во-вторых, в отличие от [7], где использовался анализатор с полосой $\Delta f = 30$ Гц в предположении равномерной плотности

шума по спектру, в описываемой работе для измерения применялась аппаратура с более узкой полосой ($\Delta f=1$ Гц), расположенная к тому же в зоне наибольшей спектральной плотности шума [11—14]. В-третьих, необходимо учитывать тот факт, что при малых значениях λ_s имеют место иные взаимодействия доменных границ с дислокациями, чем при больших значениях λ_s [8, 9].

Рассмотрим связь уровня шума с магнитными параметрами материалов. По современным представлениям [9], такие магнитные параметры как коэрцитивная сила H_c и начальная магнитная проницаемость $\mu_{нач}$ также определяются задержкой доменных границ на дислокациях. Вследствие этого, а также поскольку скачкообразное изменение намагниченности связано с теми же задержками, существует вполне однозначная зависимость между уровнем шума и указанными параметрами. Из таблицы видно, что такая зависимость

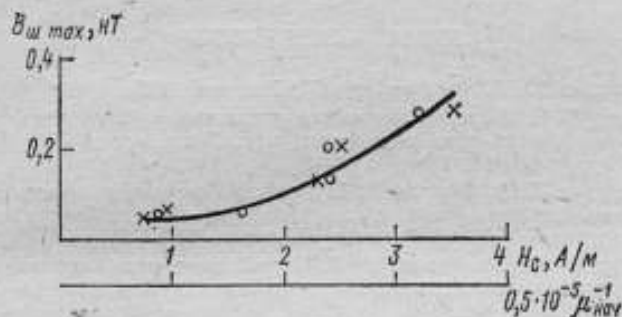


Рис. 4. Зависимость уровня шума от:

○—коэрцитивной силы H_c ; ×—величины обратной начальной магнитной проницаемости $k \cdot \mu_{нач}^{-1}$.

более устойчива, чем зависимость от λ_s , вследствие того, что в области малых значений λ_s указанные параметры полнее отражают исходную дислокационную структуру материала, чем коэффициент λ_s , характеризующий лишь степень взаимодействия доменных границ с дислокациями.

На рис. 4 показана зависимость уровня шума от коэрцитивной силы и величины обратной начальной магнитной проницаемости материала $k \mu_{нач}^{-1}$. Как видно из рисунка, коэффициент k равен $0,5 \cdot 10^{-5}$, по крайней мере для пяти сплавов имеет место зависимость

$$B_{ш} \sim H_c \sim \mu_{нач}^{-1} \quad (3)$$

Сопоставив эту зависимость с найденной в [9],

$$H_c \sim \mu_{нач}^{-1} \sim \sqrt{\rho(\tau)}. \quad (4)$$

(где ρ —объемная плотность дефектов, главным образом дислокаций, τ —сдвиговое напряжение), нетрудно заключить, что рассмотренная модель шума неплохо согласуется с опытными данными.

Остаивимся кратко на влиянии индукции насыщения B_s на уровень шума. Из таблицы видно, что шум не связан линейно с параметром B_s , тем не менее, сплавы, характеризующиеся наименьшим значением B_s , обеспечивают и наименьший уровень шума. При прочих равных условиях это можно, по-видимому, объяснить меньшими потерями на гистерезис, которые в первом приближении определяются величиной $H_c \cdot B_s$. Однако, как уже указывалось, параметр H_c во всех случаях более «чувствителен» к шуму и более надежно коррелируется с ним, чем параметр B_s .

В заключение можно сделать выводы, что модель магнитного шума, основанная на задержках доменных границ на дислокациях, которые определяются степенью магнитоэстроционных внутренних напряжений, удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученными на материалах с низким значением магнитоэстроции насыщения λ_s . Для этих материалов наиболее надежным параметром (при одинаковом размере зерен), коррелируемым с уровнем шума, является не λ_s , а коэрцитивная сила H_c и величина, обратная начальной магнитной проницаемости $\mu_{нач}^{-1}$.

На основании рассмотренной модели для сердечников низкочастотных феррозондов (и магнитных усилителей) могут быть рекомендованы материалы, имеющие близкий к нулю коэффициент магнитоэстроции насыщения, повышенную твердость, малую коэрцитивную силу, высокую начальную магнитную проницаемость и низкое значение индукции насыщения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. Л., Энергия, 1969.
2. Котляр П. Е. Исследование магнитных шумов в феррозондах. Автореф. дис. на соискание учен. степ. канд. техн. наук. Новосибирск, 1971 (НИИ Автоматики и электрометрии СО АН СССР).
3. Афанасьев Ю. В., Котляр П. Е. Явления, связанные с магнитными шумами в феррозондах и магнитных модуляторах. — В кн.: Труды метрологических институтов СССР. Л., Энергия, 1972, вып. 140(200).
4. Котляр П. Е., Афанасьев Ю. В. Способ измерения напряженности постоянных и инфранизкочастотных магнитных полей. Авт. свид. № 373668 — Бюлл. изобр., 1973, № 14.
5. Weiner M. M. Magnetostrictive Offset and Noise in Flux Gate Magnetometers. — IEEE Trans. on Magn., 1969, v. MAG-5, N 2.
6. Gordon D. I., Lundsten R. H., Scarzello J. F. Offset and Noise in Flux Gate Magnetometers. — IEEE Trans. on Magn., 1970, v. MAG-6, N 4.
7. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., Наука, 1966.
8. Акулов Н. С. Дислокации и пластичность. Минск, Изд. АН СССР, 1961.
9. Бернер Р., Кроинюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. Под ред. А. Н. Орлова. М., Мир, 1969.
10. Киттель Ч. Элементарная физика твердого тела. Под ред. А. А. Гусева. М., Наука, 1965.
11. Афанасьев Ю. В. Проблемы феррозондовой магнитометрии. — В кн.: «Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции». Методы и средства измерения параметров магнитного поля. Л., ВНИИМ, 1975.
12. Ефремов В. Ф., Кадинская Л. Г., Юрьева Е. К. Спектр магнитного шума вблизи второй гармоники частоты перемагничивания. В кн.: Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции. Методы и средства измерения параметров магнитного поля. Л., ВНИИМ, 1975.
13. Афанасьев Ю. В., Горобей В. Н., Смирнов Б. М. Экспериментальное исследование магнитных шумов в феррозондовых измерителях неоднородности магнитного поля. — В кн.: Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции. Методы и средства измерения параметров магнитного поля. Л., ВНИИМ, 1975.
14. Candidi M., Orfei R., Palutan F., Vannaroni D. FFT Analysis of a Space Magnetometer Noise. — IEEE Trans. Geosc. Electron., 1974, 12, N 1.
15. Саркисян Р. С., Селицкий Я. П. Исследование тройных сплавов на основе Ni_2Fe , легированных ванадием. — Физика металлов и металловедение, 1974, т. 37, вып. 4.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИНДУКТИВНОСТИ ТКЛ ГЕНЕРАТОРНЫМ МЕТОДОМ

При использовании генераторного метода измерения ТКЛ, когда исследуемая катушка включается в качестве индуктивности в контур автогенератора, ТКЛ обычно определяют по формуле

$$TKL = \beta = \frac{2(f_1' - f_2')}{f_1'(t_2 - t_1)}, \quad (1)$$

где f_1' и f_2' — частота генерации соответственно при температурах t_1 и t_2 .

Если же ввести поправку на суммарное изменение емкости контура*, то формула примет вид

$$\beta = \frac{2(f_1 - f_2)}{f_1(t_2 - t_1)} - \frac{f_1/f_2 - f_3/f_4}{(f_3/f_4 - 1)(t_2 - t_1)}, \quad (2)$$

где f_1 — частота генерации при температуре t_1 ; f_2 — частота генерации при температуре t_1 и добавлении в контур емкости C_2 ; f_3 — частота генерации при температуре t_2 ; f_4 — частота генерации при температуре t_2 и добавлении в контур емкости C_2 .

Исходя из выражения (1), относительная погрешность определения ТКЛ будет

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta f_1'}{f_1'} + \frac{\Delta f_1' + \Delta f_2'}{f_1' - f_2'} + \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{t_2 - t_1}. \quad (3)$$

Первый член этого выражения пренебрежимо мал при измерении частоты современными электронносчетными приборами.

Оценим второй член выражения (3). Пусть измеряется с помощью частотомера частота $f_1' = 10^6$ Гц типа ЧЗ-4. Тогда $\Delta f_1' = Af_1' + 1 = 5 \cdot 10^{-4} \cdot 10^6 + 1 = 500$ Гц, где A — относительная погрешность измерения частоты частотомером.

За время между измерениями частоты, равное обычно 1,5 ч, вследствие собственной нестабильности генератора частота изменится на некоторую величину δf , которая при сложении с величиной изменения частоты за счет прогрева исследуемой катушки даст f_2' . Таким образом, $\Delta f_2' = \delta f + Af_2' + 1$.

Собственная нестабильность лампового генератора обычно составляет 10^{-4} за 2–3 ч, но при принятии специальных мер (жесткий монтаж, качественные контакты, термостабилизация и др.) она может быть значительно снижена. Однако даже в случае термостабилизации контура нестабильность остается как результат изменения параметров лампы, элементов генератора, механических смещений, деталей монтажа и изменения напряжения источника питания, причем влияние этих факторов тем больше, чем меньше индуктивность и емкость контура генератора. Поэтому особое значение приобретает учет этой нестабильности при измерении ТКЛ малых индуктивностей (1–3 мкГ).

Таким образом, реальная нестабильность генератора δ составляет практически не менее $5 \cdot 10^{-5}$ за 2–3 ч. Тогда $\Delta f_2' = 5 \cdot 10^{-5} + 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-6} + 1 = 500$ Гц.

* Шелдуков О. И. Методика определения малых температурных коэффициентов индуктивности. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 152(212), М., Изд-во стандартов, 1974.

Если измеряемый коэффициент ТКЛ = $10 \cdot 10^{-6}$ 1/град и $t_2 - t_1 = 40$ К, то из (1) $f_2' - f_1' = 200$ Гц, и

$$\frac{\Delta f_1' + \Delta f_2'}{f_2' - f_1'} = 31\%,$$

причем 25% погрешности дает собственная нестабильность генератора. Предлагаемая методика измерений позволяет значительно снизить эту погрешность. В термостат генератора помещается катушка повышенной стабильности, индуктивность которой L_0 не сильно отличается от индуктивности исследуемой. Катушка L_0 с помощью специального переключателя может быть включена в контур генератора вместо исследуемой катушки. При этом цепь включения катушки проходит через камеру термостата тем же путем, как и у исследуемой катушки.

Вместе с частотами f генератора с исследуемой катушкой измеряются частоты F_1 , F_2 и F_3 , F_4 с катушкой L_0 при температурах t_1 и t_2 соответственно.

В соответствии с известным соотношением $L = \frac{1}{\omega_0 C}$ из (1) имеем

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{2\Delta f}{f} - \frac{\Delta C}{C}$$

или подробнее

$$\frac{\Delta L_0 + \Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} = -\frac{2\Delta f}{f} - \frac{\Delta C_0 + \Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}}, \quad (4)$$

где L_0 , C_0 — индуктивность и емкость исследуемой катушки; L_{cx} , C_{cx} — индуктивность и емкость элементов схемы (генератора, проводов и т. д.)

Далее

$$\frac{\Delta L_0}{L_0} = \left(-\frac{2\Delta f}{f} - \frac{\Delta C_0 + \Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}} - \frac{\Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} \right) \frac{L_0 + L_{cx}}{L_0}. \quad (5)$$

Для работы генератора с катушкой L_0 имеем аналогично

$$\frac{\Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} = -\frac{2\Delta F}{F} - \frac{\Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}}, \quad (6)$$

где C_0 — емкость катушки L_0 . При этом принимаем $\Delta L_0 = \Delta C_0 = 0$ (так как катушка находится в термостате) и $C_0 \approx C_0$, что допустимо, так как $L_0 \approx L_0$. Далее, учитывая

$$\frac{\Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} = \frac{\Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} \cdot \frac{L_0 + L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} \quad (7)$$

и подставляя (7), (6) в (5), находим

$$\frac{\Delta L_0}{L_0} = \left[-\frac{2\Delta f}{f} - \frac{\Delta C_0 + \Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}} - \left(-\frac{2\Delta F}{F} - \frac{\Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}} \right) \frac{L_0 + L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} \right] \frac{L_0 + L_{cx}}{L_0}. \quad (8)$$

Выразим все величины, входящие в выражение (8), через частоты. Для катушки L_0 можно измерить четыре значения частоты

$$F_1|_{t=t_1}; \quad F_2|_{t=t_1}, C_A; \quad F_3|_{t=t_2}; \quad F_4|_{t=t_2}, C_A,$$

используя в качестве добавочной емкости ту же, что и при измерении частот f_1 , f_2 , f_3 , f_4 . Тогда

$$\frac{\Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}} = \frac{F_1/F_2 - F_3/F_4}{F_3/F_4 - 1}. \quad (9)$$

$$\frac{2\Delta F}{F} = \frac{2(F_3 - F_1)}{F_1} \quad (10)$$

$$\frac{L_0 + L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} = \frac{f_1^2}{F_1^2} \quad (11)$$

При применении формулы (8) необходимо каждый раз измерять индуктивность L_0 . Можно предложить более простой способ измерений. Для этого измеряем еще одну частоту f_2 при $t=t_1$, а также емкости, соответствующие частоте f_1 , и при последовательном включении катушек L_0 и L_3 получаем

$$\frac{f_2^2}{f_1^2} = \frac{L_0 + L_3 + L_{cx}}{L_0 + L_{cx}} = \frac{L_0}{L_0 + L_{cx}} + \frac{L_3 + L_{cx}}{L_0 + L_{cx}}$$

при

$$C_{cx} + C_0 + C_3 \approx C_{cx} + C_0$$

откуда

$$\frac{L_0 + L_{cx}}{L_0} = \frac{F_1^2}{f_1^2} \frac{1}{F_1^2/f_2^2 - 1} \quad (12)$$

Подставив (9), (10), (11), (12) в (8) и разделив на $\Delta t = t_2 - t_1$, получим окончательно

$$TKL = \frac{\Delta L_0}{L_0 \Delta t} = \left[\frac{2(f_1 - f_2)}{f_1} - \frac{f_1/f_2 - f_2/f_1}{f_2/f_1 - 1} - \left(\frac{2(F_1 - F_3)}{F_1} - \frac{F_1/F_2 - F_2/F_1}{F_2/F_1 - 1} \right) \frac{f_1^2}{F_1^2} \frac{F_1^2}{f_1^2} \frac{1}{F_1^2/f_2^2 - 1} \frac{1}{t_2 - t_1} \right] \quad (13)$$

Рассмотрим возможные упрощения выражения (13), для чего исследуем выражение (5).

Значение члена $\frac{\Delta C_0 + \Delta C_{cx}}{C_0 + C_{cx}}$ этого выражения было подробно рассмотрено в указанной работе. Член $\frac{\Delta L_{cx}}{L_0 + L_{cx}}$, деленный на $t_2 - t_1$, является поправкой на

TKL самой установки. Значение его зависит от конструкции установки, диапазона температур, частоты, индуктивности L_0 , а также от изменения взаимного расположения проводов и отдельных частей установки вследствие неизменной жесткости. В применяемой установке, например при $L_0 = 12$ мкГ, значение этого члена колеблется в пределах $(-10-30) \cdot 10^{-6}$ 1/град.

Очевидно, если $\frac{\Delta L_0}{L_0} \gg \frac{\Delta L_{cx}}{L_{cx} + L_0}$, то при измерении больших L_0 им можно пренебречь. Кроме того, если $L_0 \gg L_{cx}$, то этим членом также можно пренебречь.

В нашей установке $L_{cx} \approx 1$ мкГ и при измерении $L_0 = 100$ мкГ получаем $\frac{\Delta L_{cx}}{(L_0 + L_{cx}) \Delta t} \leq 4 \cdot 10^{-6}$ 1/К.

В формуле (13) члену $\frac{\Delta L_{cx}}{L_{cx} + L_0}$ соответствует выражение

$$\left(\frac{2(F_1 - F_3)}{F_1} - \frac{F_1/F_2 - F_2/F_1}{F_2/F_1 - 1} \right) \frac{f_1^2}{F_1^2}$$

Смножитель $\frac{L_0 + L_{cx}}{L_0}$ в выражении (5) является поправкой на влияние L_{cx} . Очевидно, при $L_0 \gg L_{cx}$ этим множителем можно пренебречь. В формуле (13) ему соответствует выражение

$$\frac{F_1^2}{f_1^2} \frac{1}{F_1^2/f_2^2 - 1}$$

Таким образом, если провести эти упрощения, то выражение (13) переходит в выражение (2), которое в свою очередь переходит в выражение (1), если можно пренебречь изменением емкости C_0 и C_{ex} .

Расчет ТКЛ по формулам (13) и (1) для используемой установки дает расхождение,ходящее до 100% при измерении $L_0=1$ мкГ и до 1% при $L_0=100$ мкГ.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 538.221.088:535.568.1

М. М. ЧЕРВИНСКИЙ, С. Ф. ГЛАГОЛЕВ,
И. П. ГОРБУНОВ, Н. А. СИМОНЯНИ

ВНИИМ

ДИСПЕРСИЯ УГЛА МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ И ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ НА МАГНИТОПОЛЯРИМЕТРЕ ФАРАДЕЯ

Во многих случаях при выборе материала для магнитооптического (МО) запоминающего устройства следует знать спектральную зависимость удельного МО вращения Фарадея, что в свою очередь приводит к необходимости аттестовать стандартные образцы и поверять рабочую аппаратуру в определенном спектральном диапазоне. При использовании монохроматора конечность выделяемого им спектрального интервала вызывает дополнительную систематическую погрешность определения магнитных характеристик образцов прозрачных ферромагнетиков из-за дисперсии угла $\psi(\lambda)$ МО вращения, а также дисперсии оптического пропускания $\tau(\lambda)$ как функции от длины волны λ потока излучения в материале образца.

Дисперсия угла МО вращения определяется путем перематрицивания образца при азимутальной модуляции плоскости поляризации потока излучения. При этом значение первой гармоники I_1 фототока в двух положительных насыщения сводится к нулю, а $\psi(\lambda)$ вычисляется как полуразность двух отсчетов по лимбу отсчетного угломерного устройства магнитополяриметра Фарадея.

При работе с источником непрерывного излучения интенсивность потока излучения на выходной щели шириной l монохроматора зависит от спектрального распределения $\Phi(\lambda)$ интенсивности излучения источника и аппаратной функции $A(\lambda)$ монохроматора, которую при одинаковой ширине входной и выходной щели можно считать симметричной. Рабочий спектральный интервал $\Delta\lambda$ связан с l и линейной дисперсией $D(\lambda)$ монохроматора $\Delta\lambda = D(\lambda)l$. С другой стороны, величина l определяет и отношение сигнала к шуму $L(\lambda)$, поскольку ограничивает поток излучения, проходящий через систему, что позволяет ставить задачу оптимизации МО средств измерения, предназначенных для определения дисперсии $\psi(\lambda)$. При анализе необходимо учесть дисперсию угла МО вращения $\alpha(\lambda)$ рабочего тела модулятора, а также спектральную зависимость чувствительности $S(\lambda)$ фотоприемника (ФЭУ).

В соответствии со схемой [1] запишем выражение для фототока на выходе ФЭУ

$$I = \beta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) \sin^2 \left[\frac{1}{2} (\lambda - \nu(\lambda)) \right] d\lambda, \quad (1)$$

где $\nu(\lambda) = \nu(\lambda_0) + \alpha(\lambda) \sin \omega t$ — угол установки анализатора, отсчитываемый от скрещенного с поляризатором положения; $\alpha(\lambda) = K\lambda_0^{-2}$ — дисперсия угла МО вращения в материале рабочего тела модулятора; K — постоянная материала рабочего тела (диамантинного стекла), определяемая экспериментально

в данном спектральном диапазоне; λ_0 — эффективная длина волны, соответствующая центру спектрального интервала; $A(\lambda) = 1 - \frac{|\lambda - \lambda_0|}{\Delta\lambda}$; β — коэффициент усиления ФЭУ; $\lambda_1 = \lambda_0 - \Delta\lambda$, $\lambda_2 = \lambda_0 + \Delta\lambda$. После преобразования часть подынтегральной функции с учетом малости $v(\lambda)$, $v(\lambda_0)$ и $\psi(\lambda)$ примет вид

$$\sin^2 [\psi(\lambda) - v(\lambda)] \approx \left[\psi^2(\lambda) - 2\psi(\lambda)v(\lambda_0) + v^2(\lambda_0) + \frac{1}{2}\alpha^2(\lambda) \right] - 2[\psi(\lambda) - v(\lambda_0)]\alpha(\lambda) \sin \omega t - \frac{1}{2}\alpha^2(\lambda) \cos 2\omega t, \quad (2)$$

где первое слагаемое определяет постоянную составляющую фототока. Отсюда

$$I_1 = 2\beta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) [v(\lambda_0) - \psi(\lambda)] \alpha(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

и с учетом условия $I_1 = 0$ при магнитном насыщении получим [2]

$$v(\lambda_0) = \frac{2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) \psi(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda}, \quad (4)$$

где появление множителя в числителе объясняется тем, что результат измерения соответствует полуразности отсчетов по угломерному устройству в положениях магнитного насыщения. Тогда погрешность измерения МО угла вращения на любой длине волны составит

$$\Delta\psi = \psi(\lambda_0) - \frac{1}{2}v(\lambda_0), \quad (5)$$

где $\psi(\lambda_0)$ — экспериментально определяемая величина.

Для оценки величины $L(\lambda)$ необходимо определить неточность установки анализатора в положение компенсации из-за наличия шумов. В соответствии с выражениями, полученными в [1], находим

$$L(\lambda) = \frac{2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda}{\gamma \Delta f^{1,2} \bar{T}}, \quad (6)$$

где γ — постоянная ФЭУ, зависящая от его коэффициента усиления; Δf — полоса пропускания канала регистрации; среднее значение тока катода ФЭУ составит

$$\bar{T} = \frac{1}{\beta} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) S(\lambda) A(\lambda) \tau(\lambda) \left[\psi^2(\lambda) - 2\psi(\lambda)v(\lambda_0) + v^2(\lambda_0) + \frac{1}{2}\alpha^2(\lambda) + c^2 \right] d\lambda,$$

где c^2 — показатель качества оптической системы, равный отношению интенсивности потока излучения, прошедшего через скрещенные и параллельные поляризационные приборы.

С помощью магнитополяриметра Фарадея [3] были проведены измерения $\psi(\lambda)$ на пленках $MnBi$ и $NiFe_2O_4$ при нормальном падении потока излучения. Дисперсия $\tau(\lambda)$ пленок измерялась на образцовом спектрофотометре ВНИИМ.

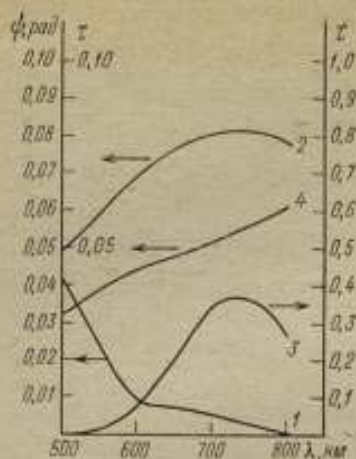


Рис. 1. Угол магнитооптического вращения φ (1, 2) и коэффициент пропускания τ (3, 4) пленок NiFe_2O_4 (1, 3) и MnBi (2, 4) толщиной 1200 и 80 нм соответственно

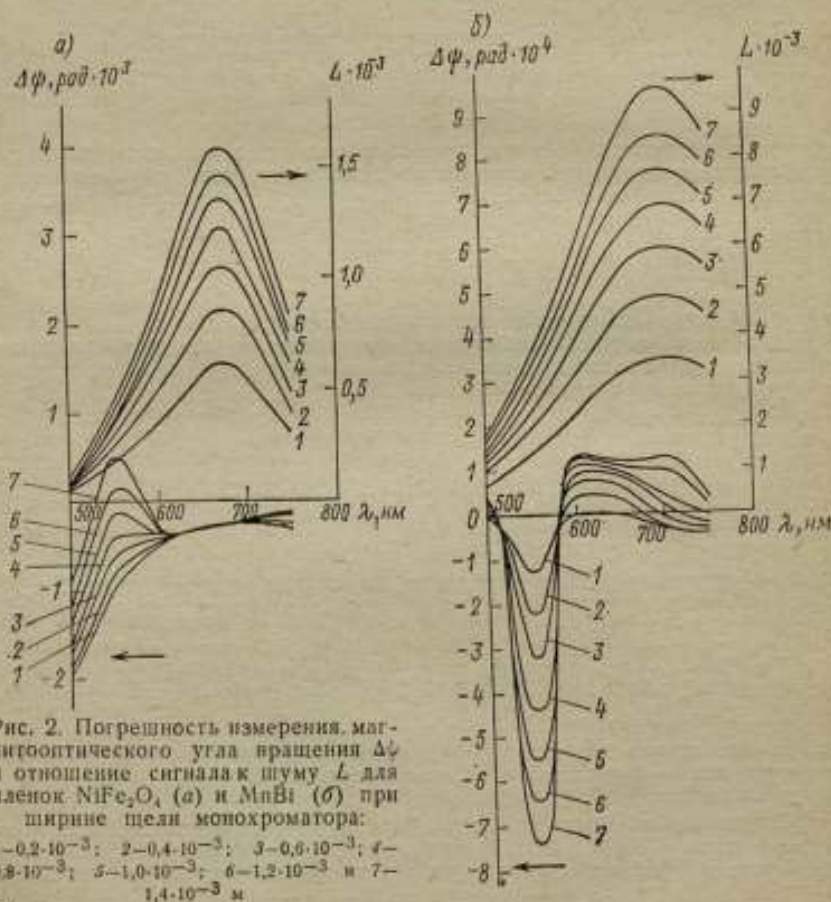


Рис. 2. Погрешность измерения магнитооптического угла вращения $\Delta\varphi$ и отношение сигнала к шуму L для пленок NiFe_2O_4 (а) и MnBi (б) при ширине щели монохроматора:

1— $0,2 \cdot 10^{-3}$; 2— $0,4 \cdot 10^{-3}$; 3— $0,6 \cdot 10^{-3}$; 4— $0,8 \cdot 10^{-3}$; 5— $1,0 \cdot 10^{-3}$; 6— $1,2 \cdot 10^{-3}$ и 7— $1,4 \cdot 10^{-3}$ м

Результаты измерения приведены на рис. 1. В качестве источника потока излучения использовалась лампа КГМ-75-630. Ширина входной и выходной щелей монохроматора УМ-2 составила $1 \cdot 10^{-2}$ м.

Расчеты по выражениям (4)–(6) проводились на ЭВМ «МИР-2». Как показал анализ результатов расчета (рис. 2), при аттестации стандартных образцов всегда можно выбрать спектральный диапазон, в котором зависимость $\Delta\mu$ от l незначительна. Для NiFe_2O_4 он равен 600–700 нм, для MnFe — 600–650 нм. Аттестацию стандартных образцов MnFe можно проводить при $\Delta\mu=0$, если $l=8 \cdot 10^{-4}$ м, $\lambda=715$ нм. При этом значение величины L остается достаточно большим ($L=7 \cdot 10^4$).

Необходимо отметить, что использование источников излучения с линейчатым спектром или же лазерных источников позволяет практически исключить погрешности, обусловленную дисперсией МО вращения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Особенности регистрации петель гистерезиса одноосных ферромагнетиков при помощи магнитооптического эффекта Фарадея (Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. и др.). — Измерительная техника, 1973, № 9.
2. Гончаренко А. Н., Ягола Г. К. Вопросы использования эффекта Фарадея в магнитоизмерительной аппаратуре. Киев. Институт электродинамики АН УССР, 1973.
3. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. Магнитооптический эффект Фарадея для определения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов. — В кн.: Труды метрологических институтов СССР, Л., Энергия, 1975, вып. 180(240).

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 535.568.1 : 538.221

С. Ф. ГЛАГОЛЕВ, М. М. ЧЕРВИНСКИЙ, В. А. ЖУКОВ
ВНИИМ

МАГНИТОПОЛЯРИМЕТР КЕРРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

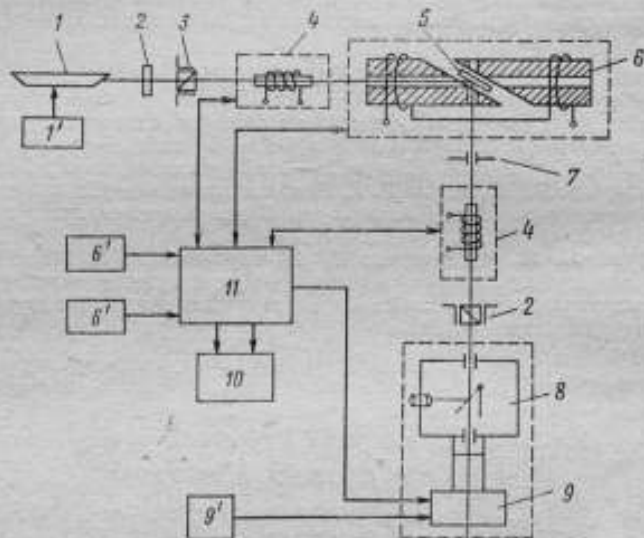
Широкое применение рабочих средств измерения, основанных на магнитооптическом (МО) эффекте Керра [1], а также отсутствие метрологического обеспечения в области измерений локальных квазистатических магнитных параметров материалов, в том числе тонких магнитных пленок, обусловили необходимость исследования МО метода измерений и разработки образцового магнитополяриметра Керра.

Наиболее важными квазистатическими характеристиками с точки зрения оценки качества магнитных материалов (в частности, предназначенных для использования в устройствах хранения информации), а также возможности управления технологическим процессом их изготовления являются намагниченность насыщения J_s ; кривая относительной намагниченности в функции напряженности магнитного поля $J/J_s=f(H)$; параметры петли гистерезиса (коэффициенты прямоугольности, квадратности и коэрцитивная сила H_c); МО угол вращения Керра $\psi=f(H)$.

Во ВНИИМ разработан и исследован магнитополяриметр Керра для измерения указанных характеристик в квазистатическом режиме перемещения локальных участков образцов магнитномягких и магнитножестких материалов с максимальной чувствительностью и точностью [1]. Структурная схема, основанная на использовании двух видов МО эффекта Керра — мер-

дионального и поляриного, позволяет получить максимальное отношение сигнала к шуму. Оптическая часть магнитополяриметра подобна описанной в работе [2], однако в нее включен модулятор в виде МО ячейки Фарадея, обеспечивающий регистрацию сигнала по переменному току. Кроме того, в качестве источника потока излучения применен оптический эвантовый генератор, позволяющий обходиться без линз для формирования потока. Регистрация МО сигнала производится с помощью электронной схемы, а результаты измерений фиксируются двухкоординатным самопишущим прибором.

В результате исследований были выявлены источники систематической погрешности измерений для данной принципиальной схемы. К ним относятся неточность азимутальной ориентации плоскости пропускания поляризатора от-



Структурная схема магнитополяриметра Керра

носительно плоскости падения потока излучения, дифракция потока на доменной структуре при перемагничивании образца, паразитное МО вращение в рабочем теле модулятора из-за влияния магнитного поля рассеяния намагничивающей системы, двулучепреломление в рабочем теле модулятора, шероховатость регистрирующего тракта.

Основными источниками случайной погрешности можно считать дробовой шум фотоприемника (ФЭУ), а также дрейф выходного сигнала, вызванный нестабильностью оптико-механической системы и электронных схем. Большинство источников систематической погрешности обуславливает дополнительную деполаризацию потока излучения и засветку ФЭУ, что приводит к возрастанию дробового шума. Выражения, полученные для всех составляющих погрешности, позволили оценить ее значение, а также выбрать элементы структурной схемы магнитополяриметра (см. рисунок).

Оптико-механическая часть схемы включает: источник потока излучения ОКГ-13 1, поляризационные призмы 3 Глана, азимут которых может отсчитываться по лимбу с ценой деления $150 \cdot 10^{-3}$ рад, фазовую полуволновую пластинку 2 для компенсации изменения интенсивности потока излучения при вращении поляризатора, препаратководитель с образцом 5, обеспечивающий измерение магнитных характеристик в любой точке образца с размерами 20×20 мм², регулируемые диафрагмы 7 для устранения рассеянного деполаризованного потока излучения, модуляционные ячейки Фарадея 4, позволяющие

разделить сигналы от полярного и меридионального эффектов Керра, а также используемые для компенсации МО угла поворота плоскости поляризации, причем предусмотрена возможность плавного поворота рабочего тела модулятора для уменьшения влияния двулучепреломления и обмотка для компенсации паразитного вращения плоскости поляризации, устройство 8 для визуального наблюдения потока излучения, прошедшего анализатор, что облегчает юстировку, фотоприемник 9 ФЭУ-79, который совместно с эмиттерным повторителем помещен в экран из электротехнической стали. Вся оптическая схема размещена на двух оптических скамьях, соединенных между собой с помощью массивного диска, поворот которых позволяет изменять угол падения потока на образец.

Для обеспечения возможности испытаний образцов материалов различных видов (магнитножестких, магнитномягких, с вектором намагниченности, расположенным в плоскости или перпендикулярно плоскости образца и т. д.) в магнитополириметре использованы две сменные намагничивающие системы 6. Первая — для измерения на образцах магнитномягких материалов — представляет собой систему катушек Гельмгольца с $H \leq 8 \frac{\text{кА}}{\text{м}}$, вторая — для измерений

на образцах магнитножестких материалов и для определения I_N магнитномягких материалов — представляет собой электромагнит с полюсными наконечниками специальной формы, допускающими поворот относительно направления распространения потока излучения, что дает возможность измерить магнитные характеристики в одной и той же точке образца с использованием геометрии меридионального и полярного эффектов Керра. Для зазора между полюсными наконечниками $7 \cdot 10^{-2}$ м величина $H \leq 500$ кА/м. Постоянная системы Гельмгольца измерена с погрешностью $\frac{\Delta H}{H} \leq 10^{-4}$, а значение H определяется по значению намагничивающего тока и падения напряжения на образцовом резисторе. Для измерения H в зазоре электромагнита используются два взаимно перпендикулярных преобразователя Холла, смонтированные на одном держателе и обеспечивающие $\frac{\Delta H}{H} = 1,5 \cdot 10^{-2}$.

По выполняемым функциям электронная часть магнитополириметра разделяется на следующие основные узлы: блок автоматического управления и регистрации 11, двухкоординатный самопишущий прибор Endim 620.01 10, блоки питания 1', 6' и 9'. Блок 11 состоит из генератора намагничивающего тока, построенного по схеме интегратора тока и создающего в намагничивающей системе ток в диапазоне 0,25—5,0 А, причем с помощью фоторезисторного острова автоматически регулируется скорость изменения намагничивающего тока в зависимости от закона изменения $I/I_N = f(H)$; генератора модуляционного тока частоты 425 Гц с автоматическим поддержанием постоянства тока модуляции 0,1 А; системы стабилизации амплитуды второй гармоники фототока, обеспечивающей автоматическое управление коэффициентом передачи двиндной системы ФЭУ; системы регистрации и МО сигнала, работающей в режиме регистрации первой гармоники фототока (схема прямого преобразования измеряемой величины), либо в режиме компенсации МО сигнала (измерительная цепь представляет собой статическую следящую систему), причем при работе во втором режиме значительно уменьшается влияние возмущающих факторов и имеется возможность точного отсчета МО угла поворота плоскости поляризации при магнитном насыщении образца.

Экспериментальное исследование МПМ Керра проводилось на образцах пленок никеля, пермаллой, марганата висмута, гадолиний—жобальтового сплава, а также на монокристаллических ферритовых пленках. Погрешность измерения магнитных параметров на участках образцов диаметром $1 \cdot 10^{-2}$ м не превышает для $I_N = (50-200)$ кА/м — 10%, для $H_C = (0,1-100)$ кА/м — 2%; для $\psi = (3-500) \cdot 10^{-4}$ рад — 5%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Современные магнитооптические методы измерений магнитных характеристик ферромагнетиков.** (Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. и др.) М., Изд-во стандартов, 1974.
2. **Фаулер Ч., Фрайер Э.** Определение структуры ферромагнитных областей с помощью продольного эффекта Керра. — В кн.: *Магнитная структура ферромагнетиков.* М., Изд-во иностр. литер., 1959.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 539.22.089.6

К. А. КАРКЕШКИН

ВНИИМ

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИСХОДНЫХ ОБРАЗЦОВЫХ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

В настоящее время в связи с развитием электроники и вычислительной техники широкое применение получили тонкие магнитные пленки (ТМП). Известно, что измерение параметров анизотропии ТМП в силу их специфических особенностей отличается от измерений анизотропии массивных образцов [1]. Кроме того, результаты, получаемые при измерениях параметров анизотропии с помощью различных методов, часто отличаются для образцов одних и тех же материалов. Все это обуславливает необходимость метрологического обеспечения исследования магнитной анизотропии ТМП, т. е. создания исходного образцового средства измерений (ИОСИ) и стандартных образцов (СО) для передачи размеров единиц параметров анизотропии ТМП от ИОСИ поверочным установкам.

Основной вклад в погрешность измерения параметров анизотропии ТМП вносит определение объема пленки, например, из-за неоднородности ее толщины. Поэтому особое внимание при выборе СО ТМП следует уделять качеству нанесения пленки на подложку. В настоящее время измерение толщины производится с погрешностью (2—3)%; активационный метод дает погрешность 1%, однако он связан с большими техническими трудностями. Высокой точности можно достигнуть путем усреднения микрообъемных характеристики ТМП. Эти характеристики могут быть получены на магнитооптической установке МПМФ-1, основанной на эффекте Фарадея [2]. С помощью установки погрешность измерения толщины ТМП можно уменьшить до 0,5%.

Набор СО должен состоять из семи—восьми прозрачных пленок со значениями параметров анизотропии от 10 до 10^6 Дж/м³. Общую погрешность измерения объема СО в этом случае (с учетом погрешности измерения площади ТМП) можно довести до 1%.

ИОСИ может быть создано на основе различных методов измерения параметров анизотропии. Однако наиболее перспективным с точки зрения уменьшения погрешности измерения, обеспечения автоматизации и универсальности является торсионный анзиметр, основанный на методе вращающихся моментов [1, 3, 4]. Описание и схема такого анзиметра даны в работах [4, 5].

В литературе описаны различные типы и разновидности торсионных анзиметров, но почти нигде не приведен анализ погрешностей измерений на них. Исключением является работа [4], где рассмотрены некоторые составляющие погрешности, обусловленные качеством образца, однородностью магнитного поля и др. При выполнении рекомендаций, данных в [4], погрешность, вносимую учтенными факторами, можно свести приблизительно к 1%. Существуют и другие составляющие погрешности измерения. Рассмотрим некоторые по-

грешности подвесной системы, которые необходимо устранять, либо учитывать при создании ИОСИ.

Если стержень подвеса изогнут (радиус изгиба R), то оси вращения зеркальца и компенсационной рамки будут отклонены от вертикали. Новое положение зеркальца не внесет погрешности, поскольку угол его поворота не изменяется с удалением от вертикальной оси вращения. Компенсационная рамка будет пересекать линии магнитного поля не перпендикулярно, а под углом $90^\circ - \varphi$, где φ — угол отклонения оси вращения рамки от вертикали. Таким образом, ток, индуцированный в рамке, будет равен $I \cos \varphi$, а погрешность по току компенсации составит $\delta_I = \frac{I - I \cos \varphi}{I} 100\%$ [1].

Держатель с образцом также могут занять новое положение, если центр тяжести подвесной системы вследствие искривления стержня перемещен, а ось вращения подвесной системы не проходит через центр образца. Для того, чтобы уменьшить погрешность, вносимую этим фактором, необходимо, чтобы магнитное поле было достаточно однородным в кольце шириной d (d — диаметр образца) и внутренним радиусом $a - d/2$ (расстояние от центра образца до оси вращения) при $a > d/2$ и в окружности радиусом $a + d/2$ при $a < d/2$. Это касается также случая, когда стержень не искривлен, но элементы подвесной системы недостаточно точно отцентрованы, причем ось стержня не совпадает с осью вращения подвесной системы.

В дальнейшем будут исследованы составляющие погрешности, обусловленные другими элементами установки, размеры которых, по предварительным расчетам, не оказывают существенного влияния на результирующую погрешность. Можно считать, что погрешность ИОСИ не будет превышать 3%, а это позволит передавать размер параметров анизотропии от ИОСИ поверочной установке с погрешностью не более 4%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каркешкин К. А. О методике измерения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок. — Метрология, 1974, № 12.
2. Магнитополяриметр Фарадея для определения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов. (Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. и др.). — В кн. Труды метрологических институтов СССР, М.—Л., Энергия, 1975, вып. 180 (240).
3. Каркешкин К. А. Обзор методов и средств измерения параметров магнитной анизотропии. — В кн. Труды метрологических институтов СССР, М.—Л., Энергия, 1975, вып. 180 (240).
4. Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок. Под ред. Л. В. Кириковского. Изд. СО АН СССР, 1968.
5. Каркешкин К. А., Червинский М. М., Горбунов И. П. Современные методы и аппаратура для определения параметров магнитной анизотропии в тонких магнитных пленках. М., Изд-во стандартов, 1975.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 538.24

В. Г. АНТОНОВ
ВНИИМ

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ СТЕРЖНЕЙ НА ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Для определения магнитных характеристик материалов на образцах стержневой формы в разомкнутой магнитной цепи необходимо знать их коэффициенты размагничивания. Коэффициенты размагничивания стержней N

могут быть рассчитаны [1, 2] или определены экспериментально [3], причем, как показано в [3], экспериментальные способы позволяют получить более достоверные значения N . Использование же расчетных значений N приводит к необходимости оценить погрешность результата, обусловленную отличием расчетных и действительных значений N . Для этого нужно знать область значений коэффициента размагничивания образца заданной формы, определяемой относительным размером $\lambda = l/d$ (l — длина стержня, d — диаметр) при намагничивании его материала по основной кривой. Существование области значений N подтверждается анализом данных работы [3], показанных на рис. 1. Из рисунка видно, что для образцов с магнитной проницаемостью

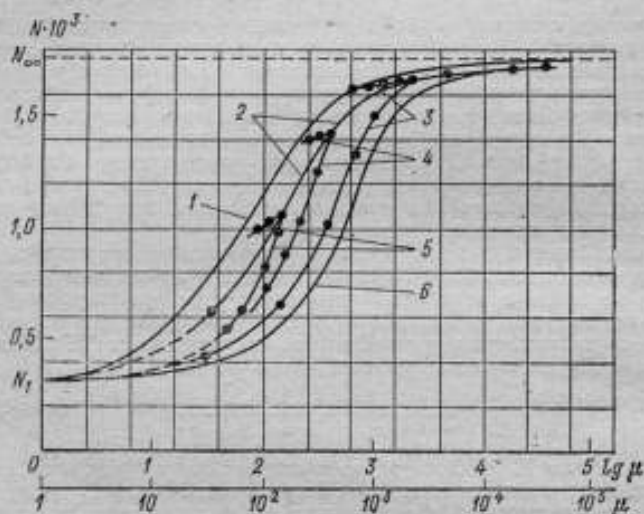


Рис. 1. Зависимость центрального коэффициента размагничивания от магнитной проницаемости материала стержня с $\lambda = 40$:

1 — расчетная кривая; 2 — кривая, снятая в области μ_{\max} на стержнях из различных материалов; 3, 4, 5 — кривые, снятые на стержнях с μ_{\max} соответственно 2300, 425 и 150 вдоль основных кривых по обе стороны от μ_{\max} , причем верхние участки соответствуют слабой намагниченности; 6 — кривая, полученная для образца с $\mu_{\max} \rightarrow \infty$ при его намагничивании до насыщения

μ_{\max} , возрастающей от 150 до 2300, значения N , определяемые по нижним участкам кривых 5—3 для одинаковых μ , уменьшаются. Отсюда следует, что наименьшие значения N соответствуют образцу с $\mu_{\max} \rightarrow \infty$. Таким образом, расчетные значения N (кривая 1) являются наибольшими по сравнению с полученными в результате измерений и, следовательно, определяют верхнюю границу области возможных значений коэффициента размагничивания [3]. Нижняя граница значений N определялась следующим образом. Были построены зависимости (рис. 2) отношений N'/N'' в функции $\lg \mu$ для образцов с $\lambda = 40$ и μ_{\max} , равными 150, 425, 2300 и 10000, причем в последнем случае использовались данные работы [4]. Значения коэффициентов N' и N'' определены из рис. 1 для одинаковых μ соответственно по верхним и нижним участкам каждой из кривых 5, 4 и 3. Затем точки, соответствующие максимумам полученных зависимостей, объединили и получили их геометрическое место — кривую 6. Построив зависимость максимумов отношений N'/N'' от значений μ_{\max} , экстраполируя в область $\mu_{\max} \rightarrow \infty$ нашли, что для $\lambda = 40$ предел от-

отношений N'/N'' составляет 2,26. На пересечении ординаты $N'/N''=2,26$ и кривой 6 (рис. 2) получили абсциссу максимума N'/N'' для $\mu_{\max} \rightarrow \infty$.

Из рис. 2 видно, что с ростом μ_{\max} кривые сближаются, несмотря на возрастающую разницу значений μ_{\max} . В связи с этим кривая 5 зависимости N'/N'' от $\lg \mu$ при $\mu_{\max} \rightarrow \infty$ неизбежно должна повторять вид кривых 3, 4

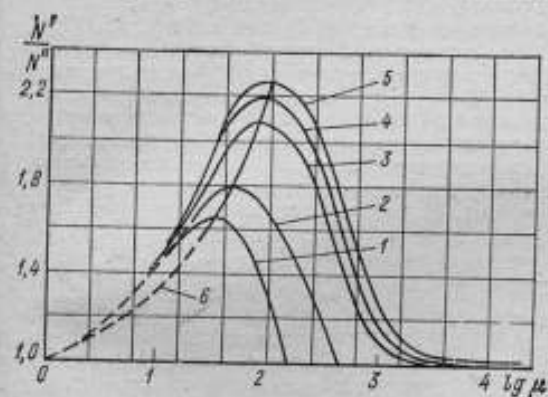


Рис. 2. Зависимость отношения N'/N'' от магнитной проницаемости для стержней с $\lambda=40$, выполненных из материалов с различными μ_{\max} : 1—150; 2—425; 3—2300; 4—10000 и 5— $\mu_{\max} \rightarrow \infty$

опытных данных работы [5] была построена на рис. 3 кривая 1 для образца с $\mu_{\max}=6000$ и $\lambda=11,6$, а затем — кривая 4, соответствующая кривой 5 рис. 2. Через максимумы этих кривых и начало координат провели кривую 6, являющуюся геометрическим местом максимумов

зависимостей N'/N'' для разных λ и $\mu_{\max} \rightarrow \infty$. Абсциссы этих максимумов найдены интерполяцией между точками, соответствующими значению λ , равному 0; 10 и 40.

Для значений $\mu < 125$ ($\lg \mu < 2,1$) кривые 2, 3, 5 построены посредством интерполяции и экстраполяции на основании значений N'/N'' , полученных из кривых 1 и 4. При $\mu \geq 125$ ход зависимостей в диапазоне $\lambda=10-50$ соответствует формуле [4]

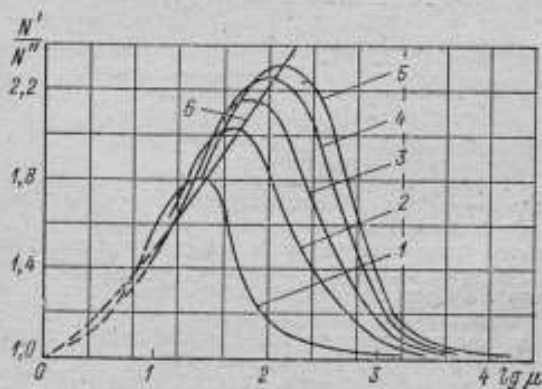


Рис. 3. Зависимость отношения N'/N'' от магнитной проницаемости для стержней, выполненных из материалов с $\mu_{\max} \rightarrow \infty$ и λ , равным: 1—10; 2—20; 3—30; 4—40 и 5—50

$$N'' = \frac{N'}{K^{\lambda/5-1}}$$

с той лишь разницей, что при возрастании μ значение N'/N'' , определяемое из этой зависимости, стремится к единице, а не равно ей. Далее по значениям N' (кривая 1, рис. 1) и отношениям N'/N'' (кривая 5, рис. 2) рассчитали значения N'' , определяющие нижнюю границу области возможных значений коэффициента размагничивания (кривая 6, рис. 1).

С целью определения области значений N образцов разных относительных размеров для каждого из них была найдена зависимость, подобная кривой 5 на рис. 2 для $\lambda=40$. Для этого путем обработки

в которой коэффициент K для диапазона $125 \leq \mu < \infty$ определяется из выражения

$$K = \sqrt[3]{\frac{N'}{N''}}$$

где N'/N'' — отношение, взятое из кривой 5 (рис. 2) для любого $\mu \geq 125$.

Рис. 3 и данные работы [1] позволяют построить области возможных значений центрального коэффициента размагничивания цилиндрических стержней с относительными размерами $\lambda = 10-50$ при изменении магнитной проницаемости материала стержней по основной кривой намагничивания в диапазоне от 1 до ∞ . Используя полученные данные, можно для образцов заданных значений λ определить диапазон возможных значений N , зная же приближенно положение рабочей точки на основной кривой намагничивания и μ_{\max} материала, можно судить о близости N к верхней или нижней границе диапазона.

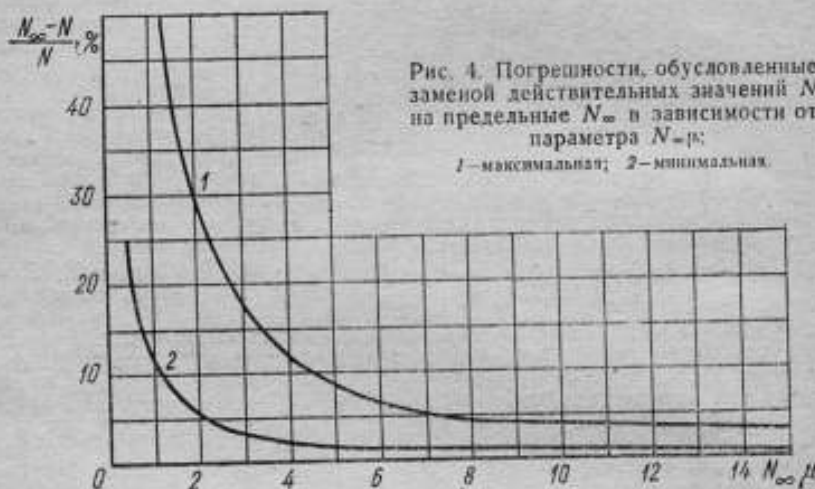


Рис. 4. Погрешности, обусловленные заменой действительных значений N на предельные N_{∞} в зависимости от параметра $N_{\infty} \mu$:

1 — максимальная; 2 — минимальная.

В расчетах магнитных цепей вместо действительных значений N образцов используют, как правило, расчетные значения предельных коэффициентов размагничивания N_{∞} (при $\mu \rightarrow \infty$). Погрешности, обусловленные такой заменой, можно определить из рис. 4, построенного на основании расчетов по кривым 1 и 6 (рис. 1) для $\lambda = 40$ и аналогичным им для других λ . При этом параметр $N_{\infty} \mu$ введен для того, чтобы изображенные на рис. 4 зависимости были справедливы для любых λ в диапазоне 10–50. Из рис. 4, в частности, следует, что при значении параметра $N_{\infty} \mu \geq 15$ значения N отличаются от N_{∞} менее чем на 3%. Это и позволило считать полученные в [5] коэффициенты размагничивания образца с $\lambda = 11,6$ и $\mu_{\max} = 6000$ ($N_{\infty} \cdot \mu_{\max} = 73$) практически равными N образца с $\mu_{\max} \rightarrow \infty$.

Установлено, что данные кривой 2 на рис. 4 верны в широком диапазоне λ (от 10 до 250). Можно предположить, что и данные кривой 1 на этом рисунке верны также и для $\lambda > 60$.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1) для образца заданной формы $\lambda (0 < \lambda < \infty)$ с магнитной проницаемостью материала $\mu (1 < \mu < \infty)$ существует множество возможных значений N , область которых ограничена расчетными значениями; 2) расчетные значения N являются экстремальными по сравнению с полученными в результате измере-

ний, при этом максимальные значения N соответствуют условию независимости магнитной проницаемости материала от напряженности магнитного поля, т. е. области начальной проницаемости, а минимальные — коэффициентам размагничивания образца с $\mu_{\max} \rightarrow \infty$ при его намагничивании от области μ_{\max} до насыщения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stäblein F., Schlechtweg H. Über den Entmagnetisierungsfaktor zylindrischen Stäbe.—Zeitschrift für Phys., 1935, В. 95, Н9.
2. Бурцев Г. А. Расчет коэффициента размагничивания цилиндрических стержней.—Дефектоскопия, 1971, № 5.
3. Антонов В. Г., Чечурнина Е. Н. Способы экспериментального определения коэффициентов размагничивания ферромагнитных стержней.—В кн. Труды метрологических институтов СССР, М., Изд-во стандартов, 1974, вып. 152 (212).
4. Warmuth K. Die Bestimmung des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors mit dem Spannungsmesser an Stäben von quadratischen Querschnitt.—Arch. für Elektr., 1936, В. XXX, Н. 12.
5. Dietz G., Meingast R. Ein ferromagnetischer Stab in homogenen Magnetfeld.—Zeitschrift für Ang. Phys., 1971, В. 31, Н 1.

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

УДК 621.317.4.089.6

Л. М. КАПЛАН, Е. Н. ЧЕЧУРНИНА

ВНИИМ

МЕТОДИКА ПОВЕРКИ МАГНИТОИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СРЕДСТВ ПО СТАНДАРТНЫМ ОБРАЗЦАМ

В практике магнитных измерений широкое распространение получила проверка магнитоизмерительных установок по стандартным образцам (СО) магнитных свойств [1]. Погрешность поверяемой установки оценивают, сравнивая результаты определения одной и той же зависимости между некоторыми магнитными величинами x и y на поверяемой $y = \varphi(x)$ и образцовой (с пренебрежимо малой погрешностью) — $y = f(x)$ установках (см. рисунок). Используемый при этом метод оценивания [2] в зависимости от величины производной dy/dx в рассматриваемой точке часто дает сильно завышенное значение погрешности.

Настоящая работа была проведена с целью усовершенствования предложенного в работе [3] метода оценки погрешности δ , поверяемой установки одним числом, определенной в некоторой точке $A_i(x_i, y_i)$ кривой $y = \varphi(x)$ как нормированное расстояние от точки A_i до касательной к функции $y = f(x)$. Пренебрегая производными высших порядков в окрестности данной точки, эту оценку можно описать выражением

$$\delta_i = \frac{\varphi(x_i) - f(x_i)}{y_{ni} \sqrt{\left[f'(x_i) \frac{x_{ni}}{y_{ni}} \right]^2 + 1}}, \quad (1)$$

где x_{ni} и y_{ni} — нормирующие значения, равные $x_{ni} = |x_i|$ и $y_{ni} = |y_i|$ или $x_{ni} = |x_m|$ и $y_{ni} = |y_m|$, причем первое соответствует относительной погрешности, второе — погрешности, приведенной к максимальным значениям x_m и y_m при измерениях. Модули взяты, поскольку некоторые магнитные характеристики определяются во всех четырех квадрантах.

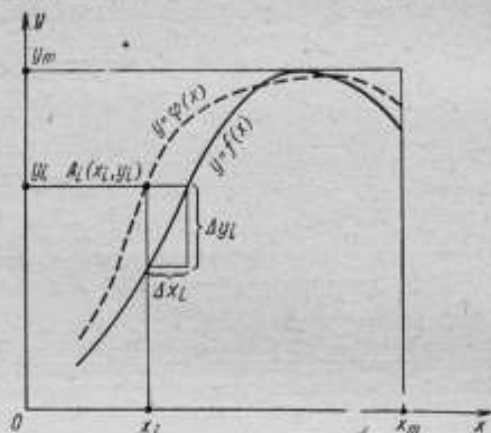
В [3] показано, что, пренебрегая величинами второго порядка малости, погрешность можно определить по формуле

$$\delta_i = \frac{\left| \frac{\Delta x_i}{x_{ni}} \frac{\Delta y_i}{y_{ni}} \right|}{\sqrt{\left(\frac{\Delta x_i}{x_{ni}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_i}{y_{ni}} \right)^2}}, \quad (2)$$

где Δx_i , Δy_i — отрезки прямых (см. рисунок), параллельных координатным осям от точки A_i до пересечения с кривой $y=f(x)$. Погрешность, определенная таким образом, слабо зависит от вида функции $y=f(x)$, инвариантна к выбору одной из координат в качестве независимой переменной и следующим образом связана с погрешностями определения величин x и y на поверяемой установке (δ_{x_i} и δ_{y_i} соответственно)

$$|\delta_i| < \sqrt{\delta_{x_i}^2 + \delta_{y_i}^2}. \quad (3)$$

Рассмотрим методику поверки магнитоизмерительной установки по СО, полагая для определенности, что зависимость $y=f(x)$ найдена в n точках



К оценке погрешности поверяемой установки

$A_i(x_i, y_i)$, $i=1, 2, \dots, n$. После определения δ_i по формуле (1) или (2) находят математическое ожидание и среднее квадратическое отклонение погрешности определения зависимости $y=f(x)$ на поверяемой установке

$$\bar{\delta} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{n}, \quad (4)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\delta_i - \bar{\delta})^2}{n-1}}. \quad (5)$$

Минимизируя сумму квадратов $\sum_{i=1}^n \delta_i^2$ по критерию наименьших квадратов путем замены экспериментально определенных координат x_i и y_i на $(1+c_1)x_i+c_2$ и $(1+c_3)y_i+c_4$ соответственно, можно найти поправочные коэф-

коэффициенты c_1, c_3 и c_2, c_4 , попарно устраняющие мультипликативные и аддитивные составляющие систематических погрешностей определения искомой магнитной характеристики на поверяемой установке.

Значения коэффициентов находятся при решении системы линейных уравнений

$$\sum_{k=1}^4 a_{jk} c_k = b_j \quad (j = 1, 2, 3, 4),$$

матрица коэффициентов a_{jk} которой (в пренебрежении изменениями $f'(x_i)$, x_{ni} , y_{ni} при малых значениях $c_1 - c_4$) равна

$$\begin{array}{cccc} \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i'^2 x_i^2 & \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i'^2 x_i & - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' x_i y_i & - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' x_i \\ \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i'^2 x_i & \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i'^2 & - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' y_i & - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' \\ - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' x_i y_i & - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' y_i & \sum_{i=1}^n A_i^2 y_i^2 & \sum_{i=1}^n A_i^2 y_i \\ - \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' x_i & \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' & \sum_{i=1}^n A_i^2 y_i & \sum_{i=1}^n A_i^2 \end{array}$$

а коэффициенты b_j составляют

$$\begin{array}{ll} b_1 = \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' x_i \Delta y_i & b_2 = \sum_{i=1}^n A_i^2 f_i' \Delta y_i \\ b_3 = - \sum_{i=1}^n A_i^2 y_i \Delta y_i & b_4 = - \sum_{i=1}^n A_i^2 \Delta y_i \end{array}$$

где

$$A_i = \frac{1}{y_{ni} \sqrt{\left[f'(x_i) \frac{x_{ni}}{y_{ni}} \right]^2 + 1}}, \quad f_i' = f'(x_i).$$

В случае графического задания характеристики СО можно считать $f'(x_i) \approx \Delta y_i / \Delta x_i$. Суммы следует заменить соответствующими интегралами, если обе зависимости $y=f(x)$ и $y=\varphi(x)$ заданы в виде аналитического приближения.

Таким образом, в результате предлагаемой обработки можно получить информацию о случайных и систематических погрешностях, а также найти поправочные коэффициенты для исключения аддитивной и мультипликативной составляющих систематических погрешностей определения зависимости $y=f(x)$ на поверяемой магнитоизмерительной установке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шрамков Е. Г., Чечурина Е. Н., Чернышева Н. Г. О стандартных образцах магнитных веществ и материалов. — Метрология, 1971, № 6.
2. Шрамков Е. Г. Погрешности измерения магнитных характеристик ферромагнитных материалов. — В кн. Труды ВНИИМ, Л., 1947, вып. 1 (56).
3. Чечурина Е. Н., Каплан Л. М. Задачи метрологического обеспечения испытаний магнитных материалов в переменных полях звуковых частот. В кн. Труды метрологических институтов СССР, М.—Л., Энергия, 1975, вып. 180 (240).

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

— ГЕНЕРАТОР ТРЕУГОЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ
ИНФРАНИЗКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ

В некоторых случаях, например, при измерении обратной магнитной проницаемости и исследовании скачков Баркгаузена, а также для получения линейных напряжений разверток самопишущих приборов требуется медленно изменяющееся напряжение или ток линейной или треугольной форм. Для этих целей применяют генераторы линейного напряжения, задающие каскады которых чаще всего выполняются по схеме интегратора или заряда емкости через токостабилизирующий элемент. При получении строго линейного напряжения инфранизкой частоты необходимо увеличивать постоянную времени интегрирующей RC -цепи. Однако при этом начинает сказываться и влияние сопротивления утечки изоляции конденсатора и других факторов, что требует существенного усложнения этих устройств. Вместо интегратора можно использовать обычный интегратор, охваченный положительной обратной связью. Передаточная функция интегратора без обратной связи имеет вид [1]

$$H(p) = -\frac{A}{T_{\text{ин}}p + 1}, \quad (1)$$

где $T_{\text{ин}} = T(A+1) = RC(A+1)$ — постоянная времени интегратора; A — коэффициент усиления усилителя на нулевой частоте; p — оператор Лапласа; R и C — сопротивление и емкость интегрирующей цепи соответственно.

Из равенства (1) следует, что интегратор представляет собой обычное инерционное звено с постоянной времени $T_{\text{ин}}$, поэтому, например, при интегрировании в течение времени $t = T_{\text{ин}}$, отклонение выходного напряжения от линейного составит 37%.

Передаточная функция интегратора с положительной обратной связью [2] имеет вид

$$H(p) = -\frac{A}{(A+1)T_p} = -\frac{A}{T_{\text{ин}}p} \quad (2)$$

при глубине обратной связи, определяемой по формуле

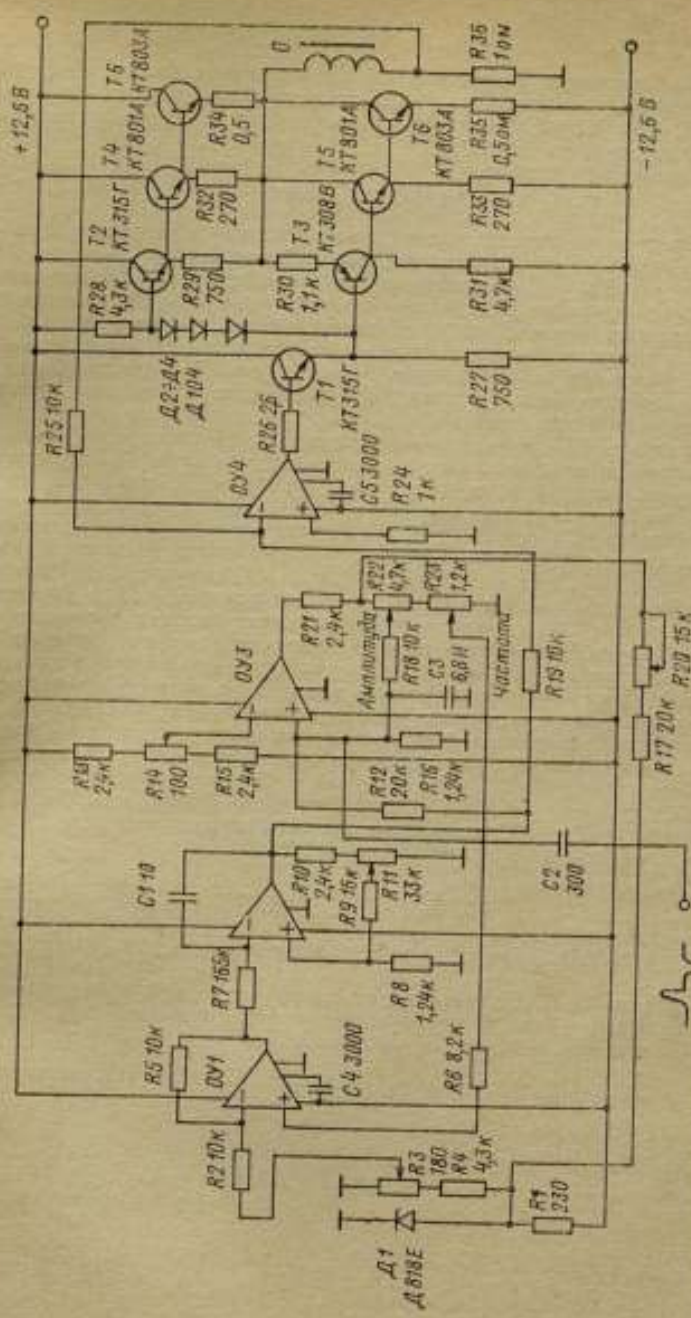
$$k = \frac{1 + \frac{R}{R_{\text{вх}}} + \frac{R(A+1)}{R_{\text{ут}}}}{A}, \quad (3)$$

где $R_{\text{вх}}$ — входное сопротивление усилителя; $R_{\text{ут}}$ — сопротивление утечки изоляции конденсатора.

Отсутствие в знаменателе формулы (2) суммы слагаемых позволяет существенно улучшить параметры интегратора, не усложняя его схемы, и в некоторых случаях при генерировании линейно изменяющегося напряжения с большой длительностью рабочего хода применить бумажный конденсатор и небольшую величину сопротивления резистора интегрирующей цепи.

На рисунке приведена принципиальная схема намагничивающего генератора, который состоит из суммирующего усилителя ОУ1, интегратора с положительной обратной связью ОУ2, порогового устройства (триггера) ОУ3, прадоконечного усилителя ОУ4 и усилителя мощности на транзисторах Т1-Т7.

Пороговое устройство выполнено на основе дифференциального УПТ, охваченного положительной обратной связью через резистор R18, и представи-



Принципиальная схема генератора треугольного напряжения инфранизкой частоты для намагничивания ферромагнитных образцов

ет собой триггер с двумя стабильными порогами срабатывания, которые определяются напряжением

$$U_{\text{пор}} = k_1 U_{\text{нас}} - U_{\text{см}} \quad (4)$$

где $U_{\text{нас}}$ — напряжение положительного или отрицательного насыщения ОУЗ; k_1 — коэффициент положительной обратной связи, определяемый сопротивлениями R21, R22, R23, R18, R16; $U_{\text{см}}$ — напряжение смещения нуля, подаваемое на инвертирующий вход ОУЗ.

При выполнении условия

$$k_2 U - U_{\text{пор}} = 0, \quad (5)$$

где U — мгновенное значение выходного напряжения интегратора, а k_2 — коэффициент деления выходного напряжения интегратора, определяемый сопротивлениями R12 и R16, триггер опрокидывается, на его входе устанавливается другое пороговое напряжение и одновременно с этим часть его выходного напряжения подается на неинвертирующий вход интегратора ОУ2. При этом его выходное напряжение изменяет свой знак и при выполнении равенства (5) происходит опрокидывание. Таким образом, на выходе интегратора формируется напряжение треугольной формы. Амплитуда этого напряжения регулируется изменением выходного напряжения устройства сравнения с помощью резистора R22, а частота — изменением величины того же напряжения, поступающего на вход интегратора с помощью резистора R23. Резистор R14 компенсирует смещение нуля интегратора, резистор R11 устанавливает необходимый коэффициент положительной обратной связи интегратора, определяемый выражением (3), а резистор R20 устанавливает симметрично пороговых напряжений триггера. С помощью резистора R3 осуществляется сдвиг нуля выходного тока генератора в пределах от 0 до 5 А. С выхода интегратора напряжение подается на усилитель мощности, предоконечный каскад которого выполнен на основе ОУ4 с высоким коэффициентом усиления, а оконечный каскад — по бестрансформаторной схеме на транзисторах с дополнительной симметрией. Усилитель мощности охвачен отрицательной обратной связью, что позволяет получать при максимальном выходном токе до 5 А линейное, стабильное по амплитуде и частоте выходное напряжение. Генератор позволяет проводить намагничивание образцов магнитномягких материалов при определении характеристик на предельном и частном магнитных циклах в диапазоне частот 0,2—0,002 Гц. Максимальный намагничивающий ток может достигать 5 А при сопротивлении намагничивающей обмотки до 1 Ом. В диапазоне температур 10—40°C температурная нестабильность генератора составляет: по амплитуде — 0,1%/°C, по частоте — 0,2%/°C.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смолов Б. В. Аналоговые вычислительные машины. М., Высшая школа, 1972.
2. Орденко Э. И. Интегратор для стробоскопической магнитоизмерительной аппаратуры. — В кн. Труды метрологических институтов СССР, Л., Энергия, 1975, вып. 187(240).

Поступила в редакцию 31.3.1976 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Е. Б. Александров.</i> Атомно-резонансные магнитометры с оптической накачкой (обзор)	3
<i>С. И. Бондаренко.</i> Сверхпроводящие магнитометрические приборы	11
<i>М. Н. Вассерман, А. П. Шелкин.</i> Методы компарирования магнитной индукции средних и сильных переменных и постоянных полей	19
<i>К. К. Барахин, Н. В. Студенцов, В. Я. Шифрин.</i> Исследование квантового автокомпенсатора вариаций магнитного поля Земли	24
<i>В. М. Мирошников.</i> Особенности построения электронной части СТС-тестметра повышенной точности	26
<i>Е. Б. Александров, А. Б. Малырин, А. П. Наумов.</i> Систематические погрешности СТС-магнитометра при абсолютных измерениях	30
<i>Б. М. Смирнов.</i> Приборы для измерения параметров неоднородности магнитного поля	34
<i>А. П. Наумов, И. С. Хасиев, С. А. Алексеев.</i> Погрешности измерений магнитной индукции, обусловленные сдвигом фазы сигнала обратной связи спинового генератора	36
<i>В. В. Филиппов.</i> Оптимальная структурная схема системы подавления внешних магнитных помех естественного происхождения	41
<i>Ю. В. Афанасьев, В. Н. Горобей, В. А. Трукац.</i> Некоторые результаты исследования магнитных шумов в ферроэлементах	47
<i>В. Б. Архангельский, О. И. Шелдуков.</i> Повышение точности определения температурного коэффициента индуктивности ТКЛ генераторным методом	53
<i>М. М. Червинский, С. Ф. Глаголев, И. П. Горбунов, Н. А. Симонянц.</i> Дисперсия угла магнитооптического вращения и погрешность определения магнитных характеристик тонких ферромагнитных образцов на магнитополяриметре Фарадея	56
<i>С. Ф. Глаголев, М. М. Червинский, В. А. Жуков.</i> Магнитополяриметр Керра для измерения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов	59
<i>К. А. Каркешкин.</i> О возможности создания исходных образцовых средств измерения параметров магнитной анизотропии	62
<i>В. Г. Антонов.</i> Коэффициенты размагничивания стержней на основной яркой намагничивании	63
<i>Л. М. Каплан, Е. Н. Чечурина.</i> Методика проверки магнитомерительных средств по стандартным образцам	67
<i>Э. И. Орденко, Н. А. Дьяконова, Л. А. Кузнецова, В. А. Субботский.</i> Генератор треугольного напряжения инфракрасной частоты для намагничивания ферромагнитных образцов	70
Рефераты публикуемых статей	74

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 621.317.444

Атомно-резонансные магнитометры с оптической накачкой (обзор). Александров Е. Б. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 3—10.

Рассматриваются общие принципы квантовой магнитометрии, использующей эффект оптической накачки, и направления ее развития. Особое внимание уделяется погрешности, рабочему диапазону, чувствительности и быстродействию магнитометров. Ил. 3. Библ. 26.

УДК 621.317.444

Сверхпроводящие магнитометрические приборы. Бондаренко С. И. «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 11—18.

Описывается принцип действия и теория сверхпроводниковых преобразователей магнитной индукции. Рассматриваются вопросы разработки относительных магнитометров, градиентометров и сверхпроводящих экранов, а также технические и метрологические аспекты применения сверхпроводниковых магнитометрических средств. Ил. 9. Библ. 5.

УДК 538.5

Методы компарирования магнитной индукции средних и сильных переменных и постоянных полей. Вассерман М. И., Щелкин А. П. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 19—23.

Рассмотрены методы компарирования магнитной индукции переменных и постоянных полей и приведен анализ погрешностей. Наиболее перспективным для создания образцовых средств измерения магнитной индукции в частотном диапазоне от 50 до 500 Гц является предложенный авторами метод компарирования с помощью индукционного преобразователя, приводимого в постоянном магнитном поле во вращение со скоростью $\omega = 2\pi f$, где f — частота измеряемой магнитной индукции. Ил. 4. Библ. 4.

УДК 621.317.727.2 : 538.713

Исследование квантового автокомпенсатора вариаций магнитного поля Земли. Баряхин К. К., Студенцов Н. В., Шифрин В. Я. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 24—26.

Приводятся результаты исследований автокомпенсатора вариаций с цезиевыми самогенерирующими преобразователями магнитной индукции, позволяющими снизить нестабильность магнитной индукции в рабочем объеме образцовой меры до 0,03 нТ за 5—8 ч, а также результаты исследований однородности магнитного поля помехи от элетрифицированной железной дороги. Ил. 3.

УДК 621.317.421.08

Особенности построения электронной части СТС-тесламетра повышенной точности. Мирошкин В. М. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 26—30.

Рассматриваются варианты структурных схем электронной части СТС-тесламетра с калевым первичным преобразователем. Обосновывается преимущество для тесламетра повышенной точности, работающего в диапазоне магнитной индукции 10^{-7} — 10^{-3} Т, схемы автоматической подстройки частоты с перестраиваемыми кварцевыми генераторами, цифровыми синтезаторами частоты и цифровой системой поиска резонанса. Ил. 4. Библ. 6.

УДК 621.317.444.088

Систематические погрешности СТС-магнитометра при абсолютных измерениях. Александров Е. В., Мамырин А. Б., Наумов А. П. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 30—33.

Приводятся теоретическое и экспериментальное обоснование возможности построения СТС-магнитометра для измерений постоянной магнитной индукции в диапазоне 10^2 — 10^4 нТ, обладающего минимальной погрешностью по сравнению с другими качественными приборами. В исследованном макете СТС-магнитометра сдвиги частоты резонанса, вызываемые различными причинами, практически полностью скомпенсированы, а погрешность измерений магнитной индукции определяется случайной ошибкой, не превышающей 10^{-2} нТ для всего рабочего диапазона. Ил. 1. Библ. 13.

УДК 621.317.42.08

Приборы для измерения параметров неоднородности магнитного поля. Смирнов Б. М. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 34—36.

Проведен обзор феррозондовых приборов для измерения градиента индукции магнитного поля. Показаны трудности построения феррозондовых градиентометров и способы подавления ложного градиента, обусловленного влиянием однородного геомагнитного поля на магниточувствительные элементы феррозондов. Ил. 1. Библ. 12.

УДК 621.317.421.088

Погрешности измерений магнитной индукции, обусловленные сдвигом фазы сигнала обратной связи спинового генератора. Наумов А. П., Хасиев И. С., Алексеев С. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 36—41.

Описываются результаты экспериментального исследования погрешности измерений постоянной магнитной индукции спиновыми генераторами с оптической ориентацией атомов, обусловленной сдвигом фазы сигнала обратной связи. Показано, что максимальная погрешность такого рода достигает 0,1% для щелочных генераторов. Погрешность от ориентации преобразователя в диапазоне магнитной индукции не может быть однозначно определена из фазовой характеристики прибора, в общем случае для определения ориентационной погрешности требуется проверка спиновых генераторов по всем диапазонам измеряемой индукции. Ил. 4. Библ. 9.

УДК 621.391.82

Оптимальная структурная схема системы подавления внешних магнитных помех естественного происхождения. Филиппов В. В. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 41—46.

Рассматриваются спектральные характеристики внешних магнитных помех (вариаций, короткопериодных колебаний геомагнитного поля и атмосферных помех низкочастотного диапазона). Предлагается функция аппроксимации энергетического спектра внешних магнитных помех, позволяющая использовать аппарат оптимизации структурных схем.

Определена оптимальная структурная схема систем подавления помех, основанных на квантовооптическом, фотоэлектрическом, ядерном, индукционном, феррозондовом и других физических принципах. Ил. 2. Библ. 11.

УДК (537.52:538.67):620.179.143

Некоторые результаты исследования магнитных шумов в феррозондах. Афанасьев Ю. В., Горобей В. Н., Трукац В. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 47—52.

Дано описание аппаратуры и методики измерения избыточных шумов в феррозондах. На основании результатов измерений с учетом теории пластичности уточняется механизм возникновения шумов. Показано, что низкий уровень шумов наблюдается у материалов с положительной магнитострикцией, имеющих высокие значения начальной магнитной проницаемости, повышенные прочностные характеристики, а также низкие значения коэрцитивной силы, индукции насыщения и коэффициентов магнитострикции. Табл. 1. Ил. 4. Библ. 15.

УДК 537.723.4.088

Повышение точности определения температурного коэффициента индуктивности ТК_L генераторным методом. Архангельский В. Б., Шелдуков О. И. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 53—56.

Основные погрешности измерения ТК_L генераторным методом обусловлены нестабильностью генератора, а также индуктивностью камеры и ее изменением с температурой. К генератору подключают поочередно измеряемую катушку L_0 и термостабильную катушку повышенной стабильности L_2 . При каждой температуре измеряют два значения частоты для каждой катушки, а еще одну частоту с последовательно включенными катушками L_0 и L_2 . Выведена формула для исключения погрешностей.

Дисперсия угла магнитооптического вращения и погрешность определения магнитных характеристик тонких ферромагнитных образцов на магнитополяриметре Фарадея. Червинский М. М., Гаагодов С. Ф., Гербунов И. П., Симонович Н. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 56—59.

Проведен анализ влияния дисперсии угла магнитооптического вращения плоскости поляризации на погрешность измерения на магнитополяриметре Фарадея магнитных параметров магнитных образцов прозрачных в видимой области спектра. Исследован случай нормального падения потока излучения. Углена дисперсия оптического пропускания материала образца, а также дисперсия угла магнитооптического вращения в материале рабочего тела модулятора. На примере пленок никелевого феррита и манганата висмута формулируются условия для оптимальной эталонности стандартных образцов. Ил. 2. Библи. 3.

Магнитополяриметр Керра для измерения квазистатических магнитных параметров ферромагнитных материалов. Гаагодов С. Ф., Червинский М. М., Жуков В. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 59—62.

Дано описание структурной схемы магнитополяриметра Керра, разработанного по ВНИИМ. На основе анализа источников погрешности предложена конструкция магнитополяриметра, обеспечивающая измерение магнитных параметров ферромагнетиков малых объемов с наивысшей достигнутой точностью. Ил. 1. Библи. 2.

О возможности создания исходных образцовых средств измерения параметров магнитной анизотропии. Каркешкин К. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 62—63.

Даны рекомендации по созданию исходного образцового средства измерения параметров магнитной анизотропии тонких магнитных пленок. Сформулированы требования к стандартным образцам для передачи размеров параметров анизотропии тонких магнитных пленок от исходного образцового средства измерения к поверочным установкам. Выявлены новые источники погрешностей подвесной системы торсионного анизометра и даны оценки этих погрешностей. Библи. 5.

Коэффициенты размагничивания стержней на основной кривой намагничивания. Антонов В. Г. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 63—67.

Установлены области и определены границы значений центральных коэффициентов размагничивания цилиндрических стержней в широком диапазоне изменений магнитной проницаемости материала при его намагничивании по основной кривой. Определены погрешности, обусловленные заменой действительных значений коэффициентов предельными. Ил. 4. Библи. 5.

Методика поверки магнитоизмерительных средств по стандартным образцам. Колдан Л. М., Чечурина Е. Н. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 67—69.

Рассмотрена оценка погрешности определения характеристик стандартного образца магнитных свойств. Предложена методика поверки магнитоизмерительных средств по стандартному образцу. Ил. 1. Библи. 3.

Генератор треугольного напряжения инфракрасной частоты для намагничивания ферромагнитных образцов. Орликко Э. Н., Дьяконова Н. А., Кузнецова Л. А., Субботский В. А. — «Исследования в области магнитных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 215(275), 1978, с. 70—72.

Рассматривается генератор треугольного напряжения, выполненный на линейных интегральных схемах. Задающий сигнал генератора представляет собой интегратор с положительной обратной связью, что существенно повышает линейность интегрирующего напряжения. Генератор позволяет проводить испытания образцов магнитных материалов на предельном и частном диких магнитного гистерезиса в диапазоне частот 0,3—0,003 Гц при максимальном намагничивающем токе до 5 А и сопротивлении намагничивающей обмотки до 1 Ом. Приводится температурная нестабильность выходных параметров генератора. Ил. 1. Библи. 2.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 215 (275)

Редактор *Л. Ф. Садовская*
Технический редактор *А. Г. Рябина*
Корректор *И. Л. Персскокова*

Сдано в набор 31.05.78. Подписано к печати 01.09.78.
М. 14540. Формат 60 × 90/16. Бумага типографская № 2.
Литературная гарнитура. Высокая печать.

Печ. л. 4,75. Уч. изд. л. 6,79. Тираж 1000 экз.
Заказ № 263. Цена 70 к.

Ленинградское отделение издательства «Энергия»
192941, Ленинград, Марсово поле, 1.

Типография Всесоюзного ордена Трудового
Красного Знамени научно-исследовательского
института гидротехники им. Б. Е. Веденеева,
190220, Ленинград, Гаскелья ул., 21.

