

**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

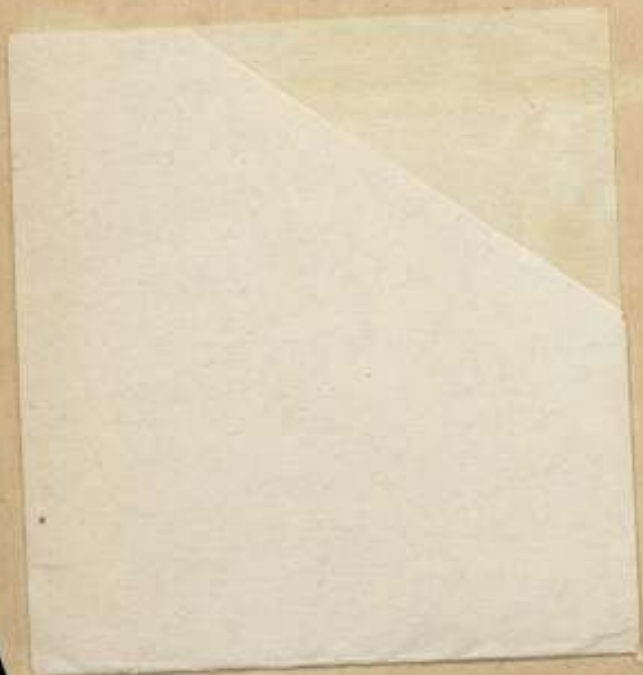
Справ.

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 140(200)





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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 140(200)

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



ЭНЕРГИЯ
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1972

1855/13

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь),
С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долинский, А. И. Карташев,
Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, Е. Д. Колтник, П. П. Крем-
левский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, О. А. Мяздриков, Б. Н. Олейник,
Л. К. Пеккер, Т. Б. Рождественская, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина,
К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин.

Ответственный редактор
доктор технических наук профессор
В. О. АРУТЮНОВ

В сборнике освещены работы магнитных лабораторий Всесоюзного научно-исследо-
вательского института метрологии, выполненные в 1968—1970 гг.

Сборник открывается статьей Н. В. Студенцова и Е. Н. Чечуриной, посвященной
перспективам развития метрологической базы магнитных измерений в ближайшие годы.
Общие вопросы магнитных измерений освещены в статьях В. М. Холма и В. Н. Носала,
а также Ю. В. Афанасьева, причем последняя статья затрагивает актуальные для обла-
сти магнитных измерений вопросы классификации магнитометрических приборов и
преобразователей.

Статьи В. А. Караваевой и В. Н. Хорена, Н. В. Студенцова и В. Н. Хорена,
В. Е. Чернышева, Ю. В. Долгалюка и В. Г. Савенко посвящены совершенствованию эта-
лонов единицы магнитных величин и образцовых мер магнитной индукции. В них приве-
дены методы точных расчетов источников постоянных и переменных полей, характери-
зующихся высокой однородностью. Большой раздел посвящен созданию образцовых и
рабочих приборов высокой точности, предназначенных для измерения магнитной индук-
ции постоянных магнитных полей.

В статьях Н. В. Студенцова и В. Я. Шифрина, а также А. П. Наумова, В. Д. Ло-
маного и В. Ф. Полякова приведены новые результаты, полученные при исследовании
идерно-процессионных и оптических квантовых измерителей магнитной индукции.

В статьях Ю. В. Афанасьева, Р. Г. Скрипачикова, Л. Я. Бушуева и др. описаны
особенности работы приборов с феррозондами-преобразователями и намечены некото-
рые пути их совершенствования.

В статье А. П. Щелкина дан анализ погрешностей приборов с преобразователями
Холла, обусловленных неоднородностью поля при измерении магнитной индукции полей,
характеризующихся большими градиентами.

Последняя статья сборника посвящена методике определения магнитных характери-
стик магнитомягких материалов в переменных полях.

Сборник рассчитан преимущественно на научных и инженерно-технических работни-
ков, занимающихся вопросами точных измерений магнитных величин и разработкой
магнитометрических приборов.

ПРОБЛЕМЫ МЕТРОЛОГИИ В ОБЛАСТИ
МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Открытие в 1946 г. явления ядерной прецессии [1, 2] позволило на два, а в некоторых случаях и на три порядка повысить точность рабочих приборов, измеряющих напряженность магнитного поля (магнитную индукцию). Если раньше погрешность таких приборов, как магнитные весы и магнитные теодолиты, составляла 0,1—1,5% (у самых точных абсолютных теодолитов обсерваторий 0,02—0,03%), то внедрение метода свободной ядерной прецессии позволило снизить ее до 0,01—0,005%.

Повышение точности рабочих приборов потребовало усовершенствования образцовых средств измерений и эталонов. В табл. 1 приведены данные о точности некоторых отечественных и зарубежных тесламетров, а в табл. 2 — характеристики утвержденного в 1948 г. Ученым советом ВНИИМ эталона магнитной индукции в виде катушки Гельмгольца, выполненной на каркасе из пирекса.

При сопоставлении табл. 1 и 2 видно, что первичный эталон единицы магнитной индукции по точности можно сравнить с рабочими приборами, принцип действия которых основан на явлении ядерной прецессии. При создании таких рабочих приборов в качестве коэффициента пропорциональности γ в формуле $\omega = \gamma B$ обычно принимают значение гиромангнитного отношения протона, определенное как среднее значений, полученных в разных странах. В связи с этим основной задачей является не только создание нового эталона для воспроизведения единицы магнитной индукции и разработка методов и образцовых средств передачи ее размера рабочим мерам и приборам, но и повышение точности определения константы γ . Решение этой задачи осложняется чрезвычайно широким диапазоном измерения магнитной индукции (от единиц нанотеслы до нескольких десятков теслы). Созданные в 1960—1963 гг. эталонные катушки Гельмгольца на кварцевых каркасах позволяют воспроизвести единицу магнитной индукции с погрешностью 0,001% (если ток в них поддерживать с помощью эталонных катушек сопротивления и нормальных элементов). Однако так как ядерно-прецессионные приборы постоянно совершенствуются, то через несколько лет эта точность может оказаться недостаточной. Как показывают теоретические исследования, наиболее перспективны соленоиды или многосекционные катушки, предложенные эталонной лабораторией ВНИИМ, в которых создается не только более однородное, но и большее по величине поле. Последнее важно как для повышения точности передачи размера единицы (в большем поле частота ядерной прецессии увеличивается, а относительные погрешности ее измерения соответственно уменьшаются), так и для создания единого эталона магнитной индукции, потока и момента. Уже сейчас можно предположить, что через 5—6 лет возникнет необходимость в таком эталоне. Важной проблемой является применение гиромангнитного отношения протона не

Таблица 1

| Тип, марка | Приборы для измерения магнитных величин | | | | | |
|--|---|----------------|---------------|-----------------------------------|------------------|-----------|
| | Отечественные | | Зарубежные | | | |
| | Пределы измерений | Погрешность, % | Страна | Тип | | |
| | | | | Пределы измерений | Погрешность, % | |
| Приборы для измерения магнитной индукции | | | | | | |
| Е11-2 | 0,025—2,5 тл | 0,01—0,1 | Англия | Elsac 592 | 24—70 мкстл | 0,002 |
| ЯМ-1 | 0,05—2,5 тл | 0,003—0,01 | ФРГ | Prakla MP-121 | 25—75 мкстл | 0,004 |
| М-20 | 35—75 мкстл | 0,005—0,01 | США | Магнитометры ракет NRL-33 и SL-40 | 50 мкстл | 0,01—0,02 |
| АМ-13 | 400 нтл—11 мкстл | 1,5 | Канада США | Shatre MF-1—100 | 100 тл—100 мкстл | 1 |
| | | | | Магнитометр ракеты „Mariner“ | 10—300 нтл | 0,01 |
| Приборы для измерения магнитного потока | | | | | | |
| Преобразователи индукционных расходов | 10—1000 аб/мл | 0,05—0,1 | ГДР | Флюксметр Ф. VEB Gerätewerk | 10 мсв | 0,5 |
| М-1119 | 10 мсв | 1 | | | | |
| Ф-190 | 2—500 мксв | 1,5—2,5 | | | | |

Таблица 2

| Единица измерений | Значение, при котором воспроизводится единица | Погрешность воспроизведения единицы, % | Наименьшая погрешность передачи единицы, % | Примечание |
|-------------------|---|--|--|--------------------------------|
| Тесла | $5 \cdot 10^{-5}$ тл | 0,01 | 0,05 | Эталон устарел |
| То же | $5 \cdot 10^{-5}$; 10^{-4} ; 0,25 и 0,5 тл | 0,001 | 0,0005 | Эталон готовится к утверждению |
| Вебер | 0,01 вб | 0,001 | 0,005 | Эталон утвержден в 1969 г. |
| Ампер-ка метр | 0,15—1,6 ам ² | 0,05 | 0,5 | Эталон готовится к утверждению |

только для повышения точности измерения образцовыми и рабочими тесламетрами, основанными на явлении ядерной прецессии, но и для осуществления так называемой системы согласованных эталонов.

Намечаются два пути решения задачи воспроизведения и передачи единицы магнитной индукции. Согласно первому, во главе поверочной схемы будет стоять эталонный комплекс, состоящий из расчетной катушки с током и ядерно-прецессионного устройства для измерения частоты ядерной прецессии в эталонной катушке. Эталонный комплекс служит для определения физической константы — гиромагнитного отношения протона — в слабых магнитных полях. Передачу размера единицы к мерам и приборам в слабых магнитных полях можно осуществлять непосредственно через ядерно-прецессионный преобразователь, входящий в состав эталонного комплекса. При сличении с эталонном мер в виде катушек их можно включать последовательно и постоянную сличаемой меры определять по соотношению частот ядерной прецессии в эталонной и поверяемой катушках.

Сличение можно производить, сравнивая показания эталонного ядерно-прецессионного и сличаемого приборов, которые должны быть расположены в однородном стабильном магнитном поле. Такое поле можно получить либо с помощью меры, в которой скомпенсировано магнитное поле Земли и его вариации, либо с помощью системы катушек, служащих как для компенсации вариаций, так и для наложения вспомогательного однородного поля на поле Земли с целью получения в рабочем объеме индукции требуемой величины.

Для передачи размера единицы в область полей более $2 \cdot 10^{-3}$ и менее $1 \cdot 10^{-5}$ тл потребуются промежуточные меры и приборы, перекрывающие весь диапазон измерений, что несколько снизит точность образцовых мер и приборов в области сильных и слабых полей.

Следует отметить, что передача размера единицы магнитной индукции с помощью явления ядерной магнитной прецессии (ЯМП) сводится к определению постоянной ядерно-прецессионного прибора, которая численно должна равняться обратной величине гиромагнитного отношения протона. Как показали теоретические исследования и опыт экспериментальных работ, при правильно сконструированных преобразователях ЯМП прибор не требует градуировки, причем погрешность измерения им магнитной индукции не превышает 0,01%. Это позволит отказаться от поверки приборов, использующих эффект ядерной магнитной прецессии и имеющих погрешность не менее 0,01%. В этом случае можно ограничиться государственными испытаниями и предусмотреть особые требования к технологии изготовления преобразователей (ввести испытание на немагнитность преобразователей). Если прибор предназначен для измерения индукции слабых магнитных полей методом сво-

бодной ядерной прецессии, то кроме требования немагнитности преобразователя, необходимо, чтобы элементы резонансных систем не содержали ферромагнитных материалов. Отказаться от поверки приборов более высокой точности нельзя, так как в этом случае потребуется изготавливать их по определенной спецификации. Расширить диапазон измерений в области сильных полей можно за счет перехода от метода ядерной прецессии протонов к прецессии ядер лития, дейтерия и других элементов, обладающих меньшим значением гиромагнитного отношения. При этом значения гиромагнитных отношений ядер определяют через гиромагнитное отношение протона, наблюдая частоты прецессии их в одном и том же поле.

В области слабых полей расширение пределов измерений обеспечивает переход на оптическую накачку, причем постоянные коэффициенты формулы Брейта-Раби также будут определяться через гиромагнитное отношение протона. Естественно, что в этом случае погрешности будут увеличиваться по сравнению с погрешностями приборов, основанных на явлении прецессии протонов.

Второй вариант воспроизведения единицы магнитной индукции заключается в объединении в единый эталонный комплекс упомянутой расчетной катушки магнитной индукции с ядерно-прецессионным прибором, предназначенным для определения гиромагнитного отношения протона в слабых магнитных полях, и установки типа магнитных весов, используемой также для определения гиромагнитного отношения протона в сильном поле электромагнита.

Если определять гиромагнитное отношение протона [3] по формуле

$$\gamma = \frac{\omega_1 \omega_2 I a}{\mu_0 k m g} \equiv \sqrt{\gamma_1 \gamma_2}$$

где ω_1 и ω_2 — соответственно частота прецессии протонов в расчетной катушке и электромагните, в который втягивается расчетная рамка с током; шириной l ; a — отношение токов при измерениях на двух установках; k — постоянная расчетной катушки (напряженность магнитного поля в центре при токе в обмотке I а); μ_0 — магнитная постоянная; $m g$ — сила тяжести, уравновешивающая электродинамическую силу; γ_1 и γ_2 — гиромагнитные отношения протона, экспериментально определенные на двух установках, в которых ток измерялся в одних и тех же единицах, то можно получить значение этой константы, независимое от погрешностей государственного эталона ампера.

Активное хранение эталонного комплекса единицы магнитной индукции в этом случае будет заключаться в периодических определениях гиромагнитного отношения γ в сильных и слабых полях. Повысить точность воспроизведения единицы можно совершенствованием упомянутых эталонных установок, составляющих единый комплекс. Такой эталонный комплекс позволит воспроизводить единицу силы тока независимым от ампер-весов методом, т. е. будет являться вторым (контрольным) устройством для воспроизведения размера единицы силы тока государственным эталоном. Установку, подобную той, которую применяют для измерения гиромагнитного отношения протона в слабых полях, можно использовать для активного хранения единицы силы тока.

Передача размера единицы магнитной индукции в области слабых полей в этом случае будет аналогична первому варианту, а в области сильных полей она будет осуществляться путем сравнения показаний эталонного ядерно-прецессионного прибора, входящего в установку для измерения γ в сильных полях, с показаниями сличаемых приборов.

Создание эталонного комплекса можно рассматривать как первый этап реализации системы согласованных эталонов.

Преимущество второго варианта эталонного комплекса заключается в том, что он обеспечивает строгую систему передачи размера единицы в широком диапазоне индукции, причем благодаря отсутствию последовательного перехода от слабых полей к сильным точность передачи не снижается. Некоторое расширение пределов измерений при передаче единицы можно осуще-

ствить сравнением эталонного ядерно-прецессионного прибора с образцовым, основанным на явлении оптической вакачки. При этом одновременно следует уточнить коэффициенты в формулах Брейта—Раби как с целью повышения точности приборов в полях более 1 мТл, так и с целью перехода к переменным полям.

Расширение пределов в области сильных полей можно связать с уточнением гиромагнитных отношений лития, дейтерия, золота и других веществ, из которых изготовляют ядерные преобразователи.

Создание указанных эталонов, разработка соответствующей поверочной схемы и создание образцовых средств измерений индукции магнитного поля в широком диапазоне (от единиц нанотеслы до десятков тесла) является серьезной метрологической проблемой, охватывающей также метрологическое обеспечение геофизики в части магнитометрии. Последняя задача неоднократно ставилась перед метрологическими институтами СССР, так как до сего времени область геофизических измерений не привязана к эталонам, воспроизводящим единицы физических величин, а том числе к эталону магнитной индукции. Магнитометрические приборы, применяемые в геофизике, не проходят государственных испытаний, вследствие чего нет единообразия в оценке их точности. Единство измерений в магнитометрии достигается периодическими сравнениями абсолютных приборов магнитных обсерваторий. Как показали проведенные в 1956—1957 гг. сравнения, расхождение размера единицы, воспроизводимой абсолютными приборами четырех обсерваторий (Красная Пахра, Высокая Дубрава, Сельши и Келес), достигает 0,05% от единицы, воспроизводимой эталоном ВНИИМ. При этом каждая из обсерваторий оценивает погрешности своих измерений в 0,01—0,02%. В настоящее время необходимо обеспечить метрологическое обслуживание геофизики с погрешностью не более 0,002%. Применение эффекта Джозефсона для магнитных измерений потребует создания образцовых средств измерений для проверки приборов, которые можно назвать пико- и фемтотесламетрами. Эта задача осложняется тем, что мешающее магнитное поле Земли составляет $(5-7) \cdot 10^{-5}$ тл, а его вариации достигают десятков нанотесла.

Воспроизведение единицы магнитной индукции с погрешностью $1 \cdot 10^{-4}\%$ требует создания расчетной катушки, которая не только бы обеспечила высокую точность воспроизведения индукции в максимально возможном объеме однородного поля, но и которую можно было бы использовать в качестве основного элемента в других эталонах, например, единиц силы тока, магнитного потока и магнитного момента. Необходимость совершенствования двух последних эталонов, а также методов передачи размера единиц становится очевидно при сопоставлении табл. 1 и 2. Как видно из сопоставления, государственный эталон воспроизводит единицу магнитного потока при 0,01 аВ, а пределы измерения рабочих приборов составляют микровеберы. Дальнейшее повышение чувствительности рабочих приборов потребует создания рабочих эталонов магнитного потока для передачи размера единицы микро- и нановеберметрам с погрешностью не более 0,1%. Этого можно достигнуть с помощью эталонной катушки магнитной индукции с набором расчетных измерительных катушек, которые обеспечат воспроизведение вебера при нескольких значениях магнитного потока в диапазоне 10 мкВб—10 нВб и тем самым позволят осуществить достаточно точно передачу единицы.

Расширение пределов образцовой аппаратуры необходимо также при проверке мер и приборов магнитного момента, охватывающих уже сейчас диапазон $(10^{-7} - 10) \text{ а} \cdot \text{м}^2$. Расчетные катушки, образующие эталон магнитного потока, одновременно могут служить эталоном магнитного момента, если их размеры и номинальные значения постоянных позволят обеспечить высокую точность передачи единицы. Естественно, что создание новых эталонов магнитного потока и момента потребует совершенствования методов и образцовых средств измерений в широком диапазоне значений величин. Совершенствование средств измерений вообще и образцовых приборов в частности тесно связано со второй проблемой магнитных измерений, а именно: с разработкой и совершенствованием преобразователей.

Весьма важным в настоящее время представляется совершенствование ядерно-прецессионных преобразователей, являющихся основными элементами эталонного комплекса. Установлено, например, что систематические погрешности преобразователей обусловлены остаточной намагниченностью их элементов, а также неочистотой измерения частоты быстро затухающих колебаний. В отдельных случаях они могут составлять более 0,005%, т. е. существенно превышать погрешности, описываемые формулой $\omega = \gamma B$, которой пользуются при определении магнитной индукции рабочих приборов. Только более подробное исследование и устранение причины таких погрешностей позволит повысить точность эталона, а также точности образцовых и рабочих приборов.

Совершенствование ядерно-прецессионных преобразователей вызывается также необходимостью повышения точности определения гиромангнитного отношения протона, точности приборов, основанных на явлениях оптической ориентации атомов, а также приборов, использующих резонанс ядер лития, дейтерия и других элементов, так как измерения с помощью приборов, основанных на внутриатомных явлениях, будут опираться на эталонный комплекс, в который входят ядерно-прецессионные приборы. Необходимо также совершенствовать преобразователи, основанные на явлениях оптической ориентации атомов и квантования магнитного потока.

Народное хозяйство ставит перед метрологическими институтами новые задачи, в частности, осуществление поверки приборов, измеряющих индукцию неоднородных полей (градиентометров), мер с малым рабочим объемом и т. д. Для успешного решения этих задач необходимо совершенствовать гальваномагнитные и индукционные преобразователи, а также создать образцовые приборы с погрешностью не более 0,1%. Однако в ряде случаев совершенствование преобразователей магнитных величин невозможно без знания физических процессов, протекающих в этих преобразователях. Так, например, повышение чувствительности гальваномагнитных преобразователей требует изыскания новых материалов для их изготовления; т. е. изучения эффекта Холла в различных средах. Улучшение феррозидовых преобразователей потребует изучения поведения материалов в различных условиях намагничивания, в частности, влияния скачков Баркгаузена на порог чувствительности преобразователей. Третьей важной проблемой в области магнитных измерений является исследование свойств магнитных материалов. При этом возникает та же задача, что и при поверке приборов, определяющих параметры магнитных полей — обеспечение правильности и единства измерений. Решение этой задачи связано с созданием метрологической базы служб стандартных образцов (СО) и стандартных справочных данных (ССД), так как она заключается в классификации видов СО и ССД, в выборе магнитных характеристик, подлежащих определению, и методики измерений, в создании образцовых средств измерения и разработке соответствующих методических стандартов. Трудность этих задач заключается, во-первых, в том, что методика и измерительные средства метрологических институтов должны обеспечивать более точное определение характеристик СО, чем это достигается на выпускаемых промышленностью установках. Лишь при наличии запаса точности измерений стандартные образцы могут служить мерой и использоваться для поверки рабочих установок или испытаний на заводах контрольных образцов магнитных материалов. В настоящее время установки метрологических институтов имеют недостаточный запас точности по сравнению с рабочими установками, и единство измерений в стране обеспечивается лишь благодаря круговым сличениям этих установок. Не решен вопрос о месте образцовой меры — стандартного образца — в системе передачи размера единиц рабочим и поверочным установкам. Кроме того, нет четких рекомендаций по оценке точности установок для определения характеристик СО, а также по оценке точности определения тех или иных характеристик стандартного образца. Во-вторых, решение проблемы осложняется обилием характеристик, используемых для описания магнитных свойств материалов, а также методов и средств их измерения. В связи с этим вопрос унификации характеристик и систематизации измерительных приборов и установок

требуют быстрее решения. В-третьих, освоение новых материалов сопровождается созданием различных рабочих приборов для контроля их качества. Особенно это характерно для миниатюрных элементов вычислительных устройств (ферромагнитных пленок, ферритов малых размеров и др.), выпускаемых промышленностью в большом количестве и контролируемых разными методами на различных установках. Из-за отсутствия единой методики испытаний, апробированной метрологическими институтами, и соответствующих образцовых установок наблюдается расхождение результатов измерения магнитных параметров пленок на различных установках, достигающее иногда 40–50%. Отсутствуют также методические рекомендации, в том числе по определению магнитных характеристик материалов в условиях одновременного намагничивания переменными полями различных частот, постоянным и переменным или вращающимся полем. В результате нет апробированных справочных данных о поведении материалов в условиях сложного намагничивания, при различных температурах и в прочих особых условиях, что затрудняет расчет конструкций электромагнитных устройств.

Успешное решение перечисленных задач позволит упорядочить методы и аппаратуру, применяемые при испытаниях магнитных материалов, а также создать метрологическую базу служб СО и ССД, что в конечном итоге обеспечит правильность и единство определения магнитных характеристик материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloch F., Hansen W., Packard M. Phys. Review, v. 69, p. 127, 1946.
2. Purcell E. M., Forrey H. C., Pound R. V., Phys. Rev. v. 69, p. 37, 1946.
3. Студенцов Н. В., Мадяревская Т. М., Шифрин В. Я. Измерение значения гиромангнитного отношения протона в слабом магнитном поле. «Измерительная техника», 1968, № 11.

Поступила в редакцию
14.V.1970 г.

УДК 538.013.081.1:53.089.68

В. А. КАРАВЕВА, В. Н. ХОРОВ
ВНИИМ

УСТАНОВЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭТАЛОНОВ ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА

В 1956 г. был утвержден рабочий эталон единицы магнитного потока, представляющий собой сочетание многослойных колец Гельмгольца с одной из измерительных катушек комплекта, состоящего из трех однослойных катушек, устанавливаемых в центральной части колец Гельмгольца. Этот эталон воспроизводит единицы магнитного потока двух номинальных значений—0,001 и 0,003 вб с погрешностью порядка 0,1%. Однако в дальнейшем такая точность воспроизведения единицы магнитного потока оказалась недостаточной. В связи с этим во ВНИИМ был разработан, исследован и на Коллегии Комитета стандартов, мер и измерительных приборов в 1969 г. утвержден новый государственный эталон единицы магнитного потока, состоящий из эталонной катушки магнитного потока КЭМП-2, выполненной по типу катушки Кэмпбелла, и эталонной баллистической установки УЭМП-1. Значение постоянной государственного эталона, полученное расчетным путем на основании геометрических размеров катушки и равное 0,0100176 вба, определено со средней квадратической погрешностью 0,001%.

Одновременно потребовалось снизить погрешность передачи размера единицы от государственного эталона вторичным эталонам до 0,005%. Эта задача имела свои трудности. Несмотря на то, что порог чувствительности эталонной установки УЭМП-1, на которой проводились сличения, состав-

лял 0,002—0,005%, и что разброс измерений в одной серии невелик (0,005%), при повторных сличениях результаты расходились практически на 0,01—0,02%. Такие расхождения (погрешности установки меры [1]) пока не получили объяснения. Для уменьшения этих погрешностей прямые сличения мер магнитного потока с эталоном были заменены круговыми сличениями, т. е. сличениями мер с эталоном КЭМП-2 и между собой. Это позволило перевести указанные погрешности в разряд случайных и снизить общую погрешность передачи. С государственным эталоном КЭМП-2 сличали три меры катушки с разделенными многослойными первичной и вторичной обмотками на мраморном каркасе. Параметры этих мер приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Номер катушки | Номинальное значение постоянной по потоку, вб/а | Сопротивление обмоток, ом | | Число витков обмоток | | Высота обмоток, см | |
|---------------|---|---------------------------|-----------|----------------------|-----------|--------------------|-----------|
| | | первичной | вторичной | первичной | вторичной | первичной | вторичной |
| 1 | 0,01 | 3,49 | 3,50 | 480 | 480 | 2,4 | 2,4 |
| 3 | 0,01 | 3,39 | 3,40 | 412 | 413 | 2,5 | 2,5 |
| 4 | 0,01 | 3,37 | 3,37 | 409 | 406 | 2,5 | 2,5 |

Сличения проводили разностным индукционно-баллистическим методом по схеме, изображенной на рисунке [2], на эталонной установке УЭМП-1

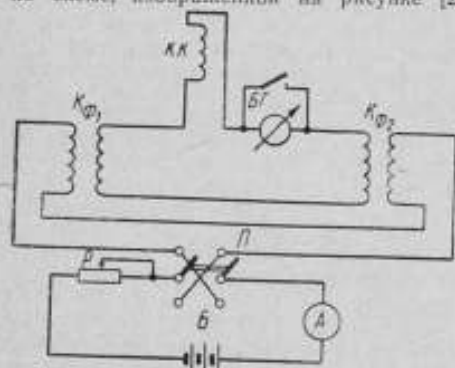


Схема передачи размера единицы магнитного потока от первичного эталона к вторичным

K_{Φ_1} , K_{Φ_2} — государственный и вторичный эталоны соответственно; $BГ$ — баллистический гальванометр; $КК$ — катушка компенсации магнитных потоков; $П$ — переключатель; $Р$ — реостат; $Б$ — источник постоянного тока; $А$ — измеритель тока в первичной цепи.

возникающий в компенсационной катушке;

5) удаление сличаемых мер и компенсационной катушки друг от друга на возможно большее расстояние и такая их ориентация, чтобы ось обмоток эталона и витки вторичной обмотки сличаемой меры находились в одной плоскости.

Было проведено три цикла круговых сличений. Первый состоял из многократных сличений, периодически повторявшихся в течение полугодия. Два

с применением всех возможных мер предосторожности для ликвидации помех, а именно:

1) удаление сличаемых мер и аппаратуры от ферромагнитных масс и соответствующая ориентация их относительно этих масс;

2) специальная ориентация сличаемых мер для устранения взаимной индукции их друг с другом;

3) применение специальной (компенсационной) катушки, расположенной в одной горизонтальной плоскости с вторичной обмоткой первичного эталона и служащей для компенсации э.д.с. индуцированной вращением внешних полей во вторичной обмотке эталона, особенно ощутимых из-за большой суммарной площади ее витков;

4) введение расчетной поправки на добавочный поток,

следующих были выполнены в более короткие сроки с целью исключения возможного изменения значения сличаемых мер за длительной промежуток времени из-за неучтенных изменений внешних условий.

Разность между постоянными по потоку сличаемых мер с номерами i и j вычислялась по формуле

$$\Delta_{ij} = \frac{C_0 \alpha}{\Delta I} + \delta_i$$

где C_0 — постоянная баллистического гальванометра; α — среднее отклонение баллистического гальванометра; ΔI — изменение тока в первичной цепи; δ — поправка, учитывающая добавочное потокоцепление первичной обмотки государственного эталона с компенсационной катушкой. При сличении рабочих эталонов между собой поправка δ равна нулю. При сличении с государственным эталоном δ вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{\mu_0 S_{101} S_{201}}{4\pi r^3}$$

где μ_0 — магнитная постоянная; S_{101} и S_{201} — суммарная площадь витков первичной обмотки государственного эталона и компенсационной катушки соответственно; r — расстояние между центрами эталона и компенсационной катушки.

Усредненные значения Δ_{ij} , полученные из большого количества измеренных разностей, приведены в табл. 2 (индекс «0» относится к государственному эталону единицы магнитного потока).

Таблица 2

| Обозначение разности | Разность между постоянными по потоку сличаемых мер (мкВ/а) для циклов измерений | | |
|----------------------|---|---------|----------|
| | первого | второго | третьего |
| Δ_{10} | -6,51 | -6,12 | -6,49 |
| Δ_{30} | -21,02 | -21,76 | -21,66 |
| Δ_{40} | -39,21 | -41,18 | -41,04 |
| Δ_{13} | 15,28 | 14,99 | 13,61 |
| Δ_{14} | 32,87 | 32,62 | 36,59 |
| Δ_{34} | 19,15 | 17,56 | 21,98 |

Результаты обрабатывались следующим образом. Так как все сличения проводились одним и тем же разностным индукционно-баллистическим методом на одной и той же установке, они принимались равнозначными. Постоянные по потоку K_{Φ} сличаемых мер № 1, 3 и 4 находились способом наименьших квадратов [3] из следующих условных уравнений:

$$K_{\Phi 1} - K_{\Phi 0} = \Delta_{10}; \quad K_{\Phi 3} - K_{\Phi 0} = \Delta_{30}; \quad K_{\Phi 4} - K_{\Phi 0} = \Delta_{40};$$

$$K_{\Phi 1} - K_{\Phi 3} = \Delta_{13}; \quad K_{\Phi 1} - K_{\Phi 4} = \Delta_{14}; \quad K_{\Phi 3} - K_{\Phi 4} = \Delta_{34}.$$

Система нормальных уравнений для этих неизвестных

$$3K_{\Phi 1} - K_{\Phi 3} - K_{\Phi 4} = K_{\Phi 0} + \Delta_{10} + \Delta_{13} + \Delta_{14};$$

$$-K_{\Phi 1} + 3K_{\Phi 3} - K_{\Phi 4} = K_{\Phi 0} + \Delta_{30} - \Delta_{13} + \Delta_{34};$$

$$-K_{\Phi 1} - K_{\Phi 3} + 3K_{\Phi 4} = K_{\Phi 0} + \Delta_{40} - \Delta_{14} - \Delta_{34};$$

дает следующие формулы для вычисления $K_{\Phi 1}$, $K_{\Phi 3}$, $K_{\Phi 4}$:

$$K_{\Phi 1} = K_{\Phi 0} + \Delta_{10} + \varepsilon_x;$$

$$K_{\Phi 3} = K_{\Phi 0} + \Delta_{30} + \varepsilon_y;$$

$$K_{\Phi 4} = K_{\Phi 0} + \Delta_{40} + \varepsilon_z.$$

где $\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_{13} + \varepsilon_{14}}{4}$, $\varepsilon_y = \frac{-\varepsilon_{13} + \varepsilon_{34}}{4}$, $\varepsilon_z = \frac{-\varepsilon_{14} - \varepsilon_{34}}{4}$,

а $\varepsilon_{13} = \Delta_{13} + \Delta_{30} - \Delta_{10}$; $\varepsilon_{14} = \Delta_{14} + \Delta_{40} - \Delta_{10}$; $\varepsilon_{34} = \Delta_{34} + \Delta_{40} - \Delta_{20}$.

Близость ε_{13} , ε_{14} , ε_{34} к нулю характеризует согласованность результатов измерений внутри данного цикла. Величина их соответствует погрешности установки меры, о которой говорилось выше, и определяет погрешность сличений.

Средняя квадратическая погрешность сличений двух мер между собой может быть вычислена по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2 + (\varepsilon_x - \varepsilon_y - \varepsilon_{13})^2 + (\varepsilon_x - \varepsilon_y - \varepsilon_{14})^2 + (\varepsilon_y - \varepsilon_z - \varepsilon_{34})^2}{p - q}}$$

где $p=6$ — число условных уравнений; $q=3$ — число неизвестных.

Средняя квадратическая погрешность постоянных $K_{\Phi I}$, $K_{\Phi II}$, $K_{\Phi III}$, полученных при круговых сличениях для каждого цикла, составит

$$S = \sigma / \sqrt{2}.$$

Среднее взвешенное значение постоянной для каждой катушки вычисляется по формуле

$$K_{\Phi i} = \frac{\frac{1}{S_{Fi}} K_{\Phi i}^I + \frac{1}{S_{Fii}} K_{\Phi i}^{II} + \frac{1}{S_{Fiii}} K_{\Phi i}^{III}}{\frac{1}{S_{Fi}} + \frac{1}{S_{Fii}} + \frac{1}{S_{Fiii}}},$$

где $K_{\Phi i}^I$, $K_{\Phi i}^{II}$, $K_{\Phi i}^{III}$ и S_{Fi} , S_{Fii} , S_{Fiii} — значения постоянной и средней квадратической погрешности передачи, полученные в первом, втором и третьем циклах соответственно; i — номер катушки ($i=1, 3, 4$).

Средняя квадратическая погрешность среднего взвешенного значения S_n , имеющая одинаковое значение для катушек и характеризующая погрешность передачи при многократных круговых сличениях, составит

$$S_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{S_{Fi}} + \frac{1}{S_{Fii}} + \frac{1}{S_{Fiii}}}}.$$

Учитывая среднюю квадратическую погрешность эталона $S_0 = 1 \cdot 10^{-5}$, вычисляют среднюю квадратическую погрешность среднего взвешенного значения по формуле

$$S = \sqrt{S_n^2 + S_0^2}$$

для каждого из полученных значений $K_{\Phi I}$, $K_{\Phi II}$ и $K_{\Phi III}$.

В табл. 3 приведены окончательные результаты измерений и их погрешности.

На основании проведенных сличений с государственным эталоном меры магнитного потока ВНИИМ № 1, 3 и 4 были аттестованы в качестве вторичных эталонов единицы магнитного потока со средней квадратической погрешностью $5 \cdot 10^{-5}$.

Как показал анализ полученных результатов, круговые сличения мер магнитного потока, проведенные разностным индукционно-баллистическим методом, обеспечивают снижение погрешности до 0,005% при передаче размера единицы магнитного потока от государственного эталона вторичным эталонам.

Таблица 3

| Циклы | Время измерений | Значение постоянных (α/α) для катушек | | | Относительная средняя квадратическая погрешность передачи | Относительная средняя квадратическая погрешность среднего значения |
|----------------------------|------------------------|---|-----------|-----------|---|--|
| | | № 1 | № 3 | № 4 | | |
| Первый | январь—июнь 1969 г. | 0,0100112 | 0,0099966 | 0,0099781 | $4,1 \cdot 10^{-5}$ | $4,2 \cdot 10^{-5}$ |
| Второй | 3 дня июля 1969 г. | 0,0100107 | 0,0099955 | 0,0099775 | $6,3 \cdot 10^{-5}$ | $6,4 \cdot 10^{-5}$ |
| Третий | 7 дней августа 1969 г. | 0,0100112 | 0,0099970 | 0,0099754 | $7,8 \cdot 10^{-5}$ | $7,9 \cdot 10^{-5}$ |
| Средне-взвешенное значение | | 0,0100111 | 0,0099964 | 0,0099776 | $3,1 \cdot 10^{-5}$ | $3,3 \cdot 10^{-5}$ |

ЛИТЕРАТУРА

1. Мядиков М. Ф. Основы метрологии. Стандартгиз, 1949.
2. Шрамков Е. Г., Чернышев Е. Т. Передача значений магнитных единиц от эталонов рабочим мерам. Труды ВНИИМ, вып. 29(89), Машгиз, 1956.
3. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений, Физматгиз, 1962.

Поступила в редакцию
12.V.1970 г.

УДК 539.143.4: (539.124+539.125.4), (048.8)

В. М. ХОЛНН, В. Н. НОСАЛЬ-ВНИИМ

КРАТКИЙ ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЭЛЕКТРОНА И ПРОТОНА

Одной из важнейших характеристик атомов и элементарных частиц является магнитный момент μ , который в общем случае может быть представлен выражением

$$\mu = g\mu_B^J$$

При этом g -фактор определяется по формуле

$$g = \frac{\mu}{\frac{\mu_B^2 \pi}{L}},$$

$$\frac{L}{h}$$

где μ_B — магнетон Бора ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2\pi m_e}$); e — элементарный заряд; L — механический момент; m_e — масса покоя электрона; \hbar — постоянная Планка; J — полное квантовое число атома или элементарной частицы.

В выражения многих фундаментальных физических констант и квантовой электродинамики магнитные моменты входят в виде отношения μ/μ_B , которое измеряется экспериментально обычно с меньшей погрешностью, чем найденные в отдельности μ и μ_B .

Отношение магнитного момента протона к магнетону Бора μ_p/μ_B является одной из фундаментальных физических констант [1] и входит в группу взаимно связанных величин:

$$\mu_p/\mu_B, g_e \text{ и } g_e/g_p$$

где g_e и g_p — спиновый g -фактор электрона и протона соответственно. Экспериментальное определение этих величин позволяет получить согласованное значение константы μ_p/μ_B . Магнитный момент электрона и магнетон Бора связаны формулой, учитывающей аномальный магнитный момент электрона, возникающий при взаимодействии электрона с электронно-позитронным вакуумом и виртуальными фотонами [2]:

$$\frac{\mu_e}{\mu_B} = \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - \dots\right) = 1 + a_e$$

или

$$g_e = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - \dots\right) = 2(1 + a_e),$$

где α — постоянная тонкой структуры; $\mu_B a_e$ — аномальный магнитный момент электрона. Вторая формула неоднократно уточнялась, но и до сих пор в отдельных изданиях и в справочной литературе существует путаница в ее написании:

$$1951 \text{ г. [3]: } g_e = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 2,973 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + \dots\right);$$

$$1958 \text{ г. [4]: } g_e = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + \dots\right);$$

$$1968 \text{ г. [5]: } g_e = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 0,13 \frac{\alpha^3}{\pi^3} - \dots\right);$$

$$1969 \text{ г. [6]: } g_e = 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,3285 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 1,6 \frac{\alpha^3}{\pi^3} - \dots\right)^*.$$

*Последняя формула при $\alpha^{-1} = 137,03602 \pm 0,00021$ дает значение $g_e = 2(1,001159660 \pm 0,000000002)$, погрешность которого возникает только за счет неточного значения постоянной тонкой структуры.

Существенному уточнению этой формулы способствовали опыты по определению μ_p/μ_B и g_e/g_p , которые явились проверкой правильности теоретических расчетов, тем более, что непосредственного измерения g_e с достаточной точностью не удавалось провести до 1963 г., а μ_e/μ_B определялось по формуле

$$\frac{\mu_p}{\mu_B} \frac{g_e}{g_p} = \frac{\mu_e}{\mu_B}$$

Определение μ_p/μ_B основано на измерениях частоты прецессии протонов ω_{pp} и циклотронной частоты электронов ω_{ec} в одном и том же посто-

янным магнитным полем с индукцией B . Отношение этих частот дает значение μ_p/μ_B

$$\omega_{pp} = g_p \frac{eB}{2m_e},$$

$$\omega_{ec} = \frac{eB}{m_e},$$

$$\frac{\omega_{pp}}{\omega_{ec}} = \frac{g}{2} = \frac{\mu_p}{\mu_B}.$$

Для измерения ω_{ec} используется резонансное поглощение микроволновой мощности свободными электронами на их циклотронной частоте (электронный циклотронный резонанс — ЭЦР). Измерение ω_{pp} основано на ядерном магнитном резонансе (ЯМР) протонов в молекулах минерального масла или воды. Первая такая работа была выполнена в 1949—1951 гг. [7]. Резонансное поглощение мощности СВЧ пучком электронов происходило в откачанном волноводе, в боковых стенках которого были прорезаны узкие щели для прохождения электронов (см. рисунок). Резонанс обнаруживался по изменению величины коллекторного тока, которое вызывалось увеличением радиуса вращения электронов при поглощении мощности СВЧ, распространяющейся в волноводе.

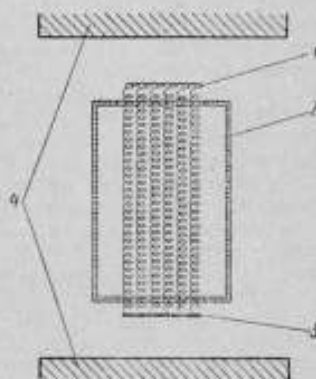
По данным авторов, среднеквадратическая погрешность измерений составляла $12 \cdot 10^{-6}$. Дальнейшее повышение точности ограничивалось влиянием объемного заряда электронов, неоднородностью магнитного поля в объеме зоны взаимодействия электронов с полем СВЧ и остаточным влиянием тока катода. Кроме того, на погрешность повлияла недостаточная точность измерения частоты клистронного генератора и его нестабильность.

Следующий эксперимент по измерению μ_p/μ_B был закончен в 1959 г. [8]. Циклотронный резонанс наблюдался в перестраиваемом объемном резонаторе. С целью исключения погрешности, вызванной объемным зарядом, применялась экстраполяция по магнитному полю. Как показано в этой работе, экспериментально наблюдаемое отношение ω'_{ec}/ω_{pp} связано с μ_B/μ_p выражением

$$\frac{\omega'_{ec}}{\omega_{pp}} = \frac{\mu_B}{\mu_p} \left(1 + \frac{k}{B^2}\right) = \frac{\omega_{ec}}{\omega_{pp}} \left(1 + \frac{k}{B^2}\right),$$

где k — функция, зависящая только от распределения электростатического поля.

Исследовалась зависимость ω'_{ec}/ω_{pp} и функции $1/B^2$ в пределах 0,17—0,075 гд, которая оказалась линейной. Это позволило произвести экстраполяцию к индукции, равной бесконечности, и получить значение ω_{ec}/ω_{pp} , свободное от погрешности, вызванной объемным зарядом. Однако эта экстраполяция достаточно сложна и может служить источником систематической погрешности. Средняя квадратическая погрешность, по данным авторов, составляет $7 \cdot 10^{-6}$.



Резонансное поглощение мощности СВЧ пучком электродов

1 — катод; 2 — волновод; 3 — коллектор электронов; 4 — полюса магнита.

В работе [9] пользовались другими способами исключения погрешности от объемного заряда. Авторы применяли высокодобротный резонатор с нагруженной добротностью $Q_n = 6000$. Это позволило использовать пучок электронов с малой плотностью объемного заряда при одном и том же соотношении сигнал/шум. Остаточный малый сдвиг частоты также был скорректирован. Для этого измерения проводились при различных токах накала и была осуществлена экстраполяция к нулевому току. Ввиду малой величины этой поправки неточность экстраполяции не влияет на результат. По оценке автора, средняя квадратическая погрешность их результата составляет $5 \cdot 10^{-6}$.

Точность этих трех работ была ограничена шириной линии циклотронного резонанса, зависящей от продолжительности взаимодействия электронов с полем СВЧ. Для сужения линии ЭЦР в [10] использовался объемный резонатор, в котором создавалось электростатическое поле такой конфигурации, что медленные электроны тормозились и, не достигнув противоположной стенки резонатора, возвращались к катоду. Благодаря этому время взаимодействия электронов с полем СВЧ увеличивалось и линия ЭЦР становилась узкой, что позволило получить результат со средней квадратической погрешностью $0,8 \cdot 10^{-6}$. Однако приложение тормозящего потенциала сдвигает частоту ЭЦР пропорционально величине приложенного потенциала. Этот сдвиг может быть причиной систематической погрешности, которую трудно учесть, так как распределение потенциала по объему камеры взаимодействия неизвестно.

В работе [11] для уменьшения объемного заряда использовался заторможенный пучок электронов с малой плотностью тока. При одном и том же числе взаимодействующих электронов здесь плотность объемного заряда намного меньше. В этой работе были тщательно исследованы и учтены возможные источники систематических погрешностей. Средняя квадратическая погрешность эксперимента, по данным автора, составила $0,5 \cdot 10^{-6}$.

Результаты перечисленных работ представлены в табл. 1.

Рассмотрим опыты по определению отношения магнитного момента электрона к магнитному моменту протона. Первоначально эти опыты основывались на следующих предположениях. Если считать основное состояние одновалентных атомов чистым S -состоянием, то при $I=0$ (где I — спин ядра) частота зеемановского перехода, связанного с переориентацией спина, описывается формулой

$$\omega_{ep} = g_J \frac{eB}{2m_e},$$

где g_J — g -фактор связанного электрона.

Аналогично для протона в молекуле со скомпенсированными электронными моментами, т. е. при $I=0$, частота перехода с переориентацией спина составляет

$$\omega_{pp} = g'_p \frac{eB}{2m_e},$$

где g'_p — g -фактор протона в молекуле вещества.

Измеряя обе частоты в одном и том же поле, получаем

$$\frac{\omega_{ep}}{\omega_{pp}} = \frac{g_J}{g'_p}.$$

В действительности $I \neq 0$ и отношение g -факторов описывается формулой Брейта — Раби [12], а g_J пересчитывается к g_e по формуле

$$\frac{g_J}{g_e} - 1 = \frac{1}{3\alpha^2},$$

учитывающей только релятивистское увеличение массы электрона в атоме водорода.

Таблица 1

Определение отношения магнитного момента протона к магнетону Бора методом циклотронного резонанса

| Год издания работы | Автор | Измеренная величина | Значение ω_{ec}/ω_{pp} | Значение, приведенное к стандартному образцу протонов, γ_H / γ_p (вода) | Относительная средняя квадратическая погрешность, % · 10 ³ |
|--------------------|-----------------------------------|---|------------------------------------|---|---|
| 1949—1951 | Д. Гарднер, Е. Перселл [7] | ω_{ec}/ω_{pp} (вода) | $657,475 \pm 0,008$ | $657,475 \pm 0,008$ | 12,2 |
| 1956 | С. Либес, П. Франкен [35] | ω_{ec}/ω_{pp} (масло) | $657,463 \pm 0,007$ | $657,4596 \pm 0,007$ | 10,6 |
| 1959 | С. Либес, П. Франкен [8] | ω_{ec}/ω_{pp} (масло) | $657,462 \pm 0,0045$ | $657,4596 \pm 0,0045$ | 6,9 |
| 1959 | В. Харан*, Е. Перселл [10] | ω_{ec}/ω_{pp} (H ₂) | $657,4676 \pm 0,0005$ | $657,4672 \pm 0,0005$ | 0,8 |
| 1963 | Д. Сандерс, К. Титтл, Д. Вайд [9] | ω_{ec}/ω_{pp} (масло) | $657,4620 \pm 0,0036$ | $657,4596 \pm 0,0036$ | 5,5 |
| 1968 | Е. Клейн [11] | ω_{ec}/ω_{pp} (вода) | $657,4646 \pm 0,0003$ | $657,46504 \pm 0,0003$ | 0,5 |

* Измерения производились в молекулярном водорододе.

Первые работы по измерению g_H/g_p были проведены в 1941 и 1949 гг. с использованием магнитно-резонансного метода атомарного луча [13—14]. При этом электронные переходы наблюдались в атомах ¹³³Cs и ¹⁵⁵In, а переходы, связанные с переориентацией спина протона — в молекулах NaOH. Этот метод не обеспечивал достаточной точности, так как трудно длительное время поддерживать постоянство магнитного поля, необходимое для перестройки спектрометра при работе с большим магнитным моментом электрона и с меньшим, примерно в 660 раз, магнитным моментом протона. Данные, полученные этим методом, представлены в табл. 2.

Повышение точности измерений стало возможным после разработки метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для определения частоты прецессии протонов в магнитном поле. Частота электронного перехода измерялась с помощью магнитно-резонансного спектрометра на атомах ¹H и ²⁹K, а частота ω_{pp} — с помощью ЯМР в молекулах воды или минерального масла (табл. 3). Погрешность результатов не превышала 1 · 10⁻⁶. Однако дальнейшему снижению ее препятствовала большая ширина линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), возникающая из-за малого времени взаимодействия проходящего луча с полем СВЧ и разброса скоростей атомов. Все это приводило к доплеровскому уширению линии резонанса.

Большой точности удается достичь в работах, основанных на методе поглощения микроволновой мощности пучком атомов. Здесь атомарный водо-



Таблица 2

Определение отношения g_J/g_p' , измеренного П. Кашем и Г. Таубом в 1949 г. [14] магнитно-резонансным методом

| Измеренная величина | Значение | Отношение g_J/g_p' (вода) | Относительная средняя квадратическая погрешность, % · 10 ⁶ |
|---|---------------------|-----------------------------|---|
| $\frac{g_J(^{133}\text{Cs})}{g_p(\text{NaOH})}$ | $658,280 \pm 0,032$ | $658,189 \pm 0,032$ | 50,0 |
| $\frac{g_J(\text{In})}{g_p(\text{NaOH})}$ | $656,002 \pm 0,032$ | $658,224 \pm 0,032$ | 50,0 |

Таблица 3

Определение отношения g_J/g_p' магнитно-резонансным методом и ЯМР

| Год издания работы | Автор | Измеренная величина | Значение g_J/g_p' | Отношение g_J/g_p' (вода) | Относительная средняя квадратическая погрешность, % · 10 ⁶ |
|--------------------|-----------------------------------|--|-----------------------|-----------------------------|---|
| 1951 | С. Кёниг, А. Проделл, П. Каш [22] | $\frac{g_J(\text{H})}{g_p'(\text{вода})}$ | $658,2148 \pm 0,0015$ | $658,2141 \pm 0,0015$ | 2,3 |
| 1952 | С. Кёниг, А. Проделл, П. Каш [23] | $\frac{g_J(\text{H})}{g_p'(\text{масло})}$ | $659,2171 \pm 0,0004$ | $658,2143 \pm 0,0004$ | 0,6 |
| 1952 | П. Франкен, С. Кёниг [24] | $\frac{g_J(^{133}\text{K})}{g_p'(\text{масло})}$ | $658,2274 \pm 0,0023$ | $658,2212 \pm 0,0023$ | 3,5 |

род (или дейтерий), полученный в разрядной трубке Вуда или с помощью высокочастотного разряда, поступает в объемный резонатор, настроенный на частоту наблюдаемого перехода. Резонанс обнаруживается по поглощению атомами мощности СВЧ, когда регулировкой величины магнитного поля добиваются равенства частоты перехода и частоты приложенного микроволнового поля. Точность этого метода примерно равна точности предыдущего, но она может быть на порядок повышена за счет уменьшения ширины линии при использовании буферного газа. Буферный газ уменьшает ширину линии по двум причинам: во-первых, он увеличивает время взаимодействия атомов с полем СВЧ, так как столкновение атомов с его молекулами препятствует быстрой рекомбинации атомов на стенках камеры, и, во-вторых, сильно уменьшает уширение, вызванное доплеровским эффектом. К недостатку метода следует отнести зависимость частоты перехода от давления буферного газа.

Как указывается в работе [15], в качестве буферного газа был использован молекулярный водород при небольшом давлении. Автор обнаружил указанную зависимость частоты одного из исследованных им переходов от давле-

ния буферного газа, однако он не провел экстраполяцию на нулевое давление газа, а значение g_J/g_p вычислил из среднего значения частот обоих переходов. Средняя квадратическая погрешность этого опыта равна 0,000022 и носит случайный характер. В связи с этим в работе [15] рекомендуется считать погрешность вдвое большей, чтобы учесть возможные систематические погрешности. Мы считаем, что так как результаты опыта не огубликованы и влияние буферного газа не исследовано до конца, погрешность может оказаться и большей.

Результаты опытов, полученные методом поглощения микроволновой мощности, приведены в табл. 4.

Таблица 4

Определение отношения g_J/g_p методами поглощения мощности СВЧ

| Год издания работы | Автор | Измеряемая величина | Значение g_J/g_p | Отношение g_J/g_p (пола) | Относительная средняя квадратическая погрешность $\delta \cdot 10^{-6}$ |
|--------------------|--------------------------------------|------------------------------------|---------------------------|----------------------------|---|
| 1954 | Р. Беринджер, М. Хилл [25] | $\frac{g_J(H)}{g_p(H)}$ | $658,2160 \pm 0,0002$ | $658,2157 \pm 0,0002$ | 0,3 |
| 1957 | Т. Гейджер, В. Хьюз, Г. Рэдфорд [26] | $\frac{g_J(D)}{g_p(\text{масло})}$ | $658,2162 \pm 0,0004$ | $658,2146 \pm 0,0004$ | 0,6 |
| 1959 | Е. Ламбэ [15] | $\frac{g_J(H)}{g_p(\text{пола})}$ | $658,215909 \pm 0,000022$ | $658,215909 \pm 0,000044$ | 0,066 |

Во всех перечисленных методах используются переходы, полученные в магнитных полях порядка 0,3 тл, поэтому большой интерес представляют измерения отношения g_J/g_p методом оптической накачки, выполненные в слабом магнитном поле порядка 0,001 тл. В случае применения этого метода атомы щелочного металла (рубидия или цезия) поляризуются светом безэлектродной газоразрядной лампы, работающей на том же щелочном металле. Интенсивность прошедшего света зависит от степени поляризации атома в оптической ячейке. Если к оптическому поляризованному атому приложить радиочастотное поле с частотой, равной частоте перехода, связанного с переориентацией спина, то поляризация нарушается и это отразится на интенсивности прошедшего света. Частота перехода зависит от направления света, его интенсивности, давления буферного газа и др. В настоящее время эти эффекты хорошо изучены и поправки можно получить с большой точностью.

Частота перехода, связанного с переориентацией спина протона, измеряется методом свободной спиновой прецессии, при котором регистрируется напряжение, наведенное в приемных катушках при свободной прецессии протонов. Результаты, полученные этим методом, приведены в табл. 5.

Во всех рассмотренных работах величины μ_B/g_p и g_J/g_p определялись по отношению к протонам в молекулах воды или минерального масла. Чтобы получить эти значения для свободных частиц, необходимо ввести диамагнитную поправку на экранирование протона электронами в молекуле воды или масла. Эта поправка вычислена только для молекулярного водорода и равна: [16]: $\tau_{H_2} = -(26,20 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$, а по уточненным данным 1969 г. [22] составляет $\tau_{H_2} = -(25,82 \pm 0,40) \cdot 10^{-9}$. Поправка для воды получается

Определение отношения g_J/g_p' методами оптической накачки
и свободной ядерной прецессии

| Год издания работы | Автор | Измеренное значение $g_J(Rb), g_p(\text{вода})$ | Отношение $g_J/g_p(\text{вода})$ | Относительная средняя квадратическая погрешность $\lambda \cdot 10^{-6}$ |
|--------------------|-------------------|---|----------------------------------|--|
| 1962 | П. Бендер [27] | $658,234 \pm 0,004$ | $658,2185 \pm 0,0040$ | 6,0 |
| 1964 | Р. Дрискола [28] | $658,2323 \pm 0,0007$ | $658,21677 \pm 0,00070$ | 1,0 |
| 1968 | А. П. Наумов [36] | $658,235 \pm 0,004$ | $658,2195 \pm 0,0040$ | 6,0 |

экспериментальным сравнением частот прецессии протонов в воде и в молекулярном водороде при высоком давлении [17] и составляет $\Delta\sigma = (0,45 \pm \pm 0,50) \cdot 10^{-6}$. Таким образом, диамагнитная поправка для протонов в воде равна $\sigma_{H_2O} = -(25,37 \pm 0,40) \cdot 10^{-6}$. Из-за большой погрешности в значении диамагнитной поправки наиболее точные результаты перечисленных опытов не пересчитывались на свободный протон, а относились к протонам в воде в образце сферической формы, принимаемом за стандартный.

В 1966 г. был выполнен эксперимент [18, 19], в котором отношение g_J/g_p определялось путем измерения частот переходов между подуровнями ($F=1, m_F=1$) \rightarrow ($F=1, m_F=0$) и ($F=1, m_F=0$) \rightarrow ($F=1, m_F=-1$) водорода, которые связаны с g_J/g_p формулой Брейта—Раби. Результаты опытов, выполненных по этому методу (водородный лазер), представлены в табл. 6.

Таблица 6

Определение отношения g_J/g_p методом водородного лазера

| Год издания работы | Автор | Измеренное значение $\frac{g_J(\text{H})}{g_p(\text{H})}$ | Относительная средняя квадратическая погрешность, $\lambda \cdot 10^{-6}$ |
|--------------------|--|---|---|
| 1966 | Т. Майнт, Д. Клеппнер, Н. Рамзей, Г. Робинсон [18] | $658,21049 \pm 0,00020$ | 0,30 |
| 1969 | П. Винклер, Д. Клеппнер [19] | $658,21053 \pm 0,00020$ | 0,30 |
| 1969 | П. Винклер, Ф. Вальтер, Т. Майнт, Д. Клеппнер [19] | $658,21073 \pm 0,00010$ | 0,15 |

Используя результаты работ [15] и [18, 19], получим экспериментальное значение диамагнитной поправки для протонов в воде $\sigma_{H_2O} = -(25,60 \pm \pm 0,17) \cdot 10^{-6}$, которое хорошо согласуется с теоретическим и погрешность его в 2,5 раза меньше.

Одновременно с опытами по измерению g_J/g_p и ν_p/ν_B определялась величина g_p . Наиболее простой метод вычисления g_p заключается в измерении

частоты прецессии и циклотронной частоты свободных электронов в магнитном поле B [20]. Отношение этих частот дает

$$\frac{\omega_{ep}}{\omega_{ec}} = \frac{g_e \frac{eB}{2m_e}}{\frac{eB}{m_e}} = \frac{g_e}{2}.$$

Точность этого метода ограничивается погрешностью измерения резонансных частот, равной $1 \cdot 10^{-7}$.

Второй метод основывается на измерении разности циклотронной и спиновой частот электрона, т. е.

$$\Delta\omega_e = (\omega_{ep} - \omega_{ec}) = \omega_{ec} \left(\frac{g_e}{2} - 1 \right).$$

Легко показать, что

$$\frac{\delta g_e}{2} = a_e \left(\frac{\delta \Delta\omega_e}{\Delta\omega_e} + \frac{\delta \omega_{ec}}{\omega_{ec}} \right).$$

Поскольку $\Delta\omega_e$ и $\Delta\omega_{ec}$ могут быть вычислены с погрешностью менее $1 \cdot 10^{-5}$, а аномальный магнитный момент $\beta_B a_e = 0,00115966$, то погрешность измерения g_e составит $1 \cdot 10^{-8}$. Результаты этих опытов, представленные в табл. 7, хорошо согласуются со значением g_e , полученным по теоретической формуле * (стр. 14).

Таблица 7

Определение g_e электрона

| Год издания работы | Автор | Измеренное значение g_e | Относительная средняя квадратическая погрешность $6 \cdot 10^{-6}$ |
|--------------------|---|---------------------------------------|--|
| 1961 | А. Шанп, Р. Пидд, Г. Крейн [29] | $1,001\ 160\ 9 \pm 0,000\ 002\ 4$ | 2,4 |
| 1963 | Д. Вилкинсон, Г. Крейн [30] | $1,001\ 159\ 622 \pm 0,000\ 000\ 027$ | 0,027 |
| 1968 | А. Рич [31] | $1,001\ 159\ 549 \pm 0,000\ 000\ 030$ | 0,030 |
| 1963 | П. Фараго, Р. Гардинер, Д. Мюир, А. Рае [32] | $1,001\ 153 \pm 0,000\ 023$ | 23,0 |
| 1968 | Г. Графф, Ф. Майер, Р. Родер, Г. Верт [33] | $1,001\ 153 \pm 0,000\ 002$ | 2,0 |
| 1969 | Г. Графф, Е. Клемпт, Г. Верт [34] | $1,001\ 159\ 660 \pm 0,000\ 000\ 300$ | 0,30 |

Так как значение g_p найдено с погрешностью намного меньшей, чем μ_p/μ_B , то последнее можно вычислить по значению g_e/g_p с использованием g_e , которое в этом случае можно принять равным $2 (1,001\,159\,660 \pm 0,000\,000\,002)$.

Ввиду высокой точности результатов работ по определению g_J/g_p для пересчета от g_J/g_p к g_e/g_p использовалась уточненная формула [21]

$$g_J = g_e \left[1 - \frac{1}{3\alpha^2} \left(\frac{m_p}{m_p + m_e} \right)^2 + \frac{1}{12\pi} \alpha^2 \left(\frac{m_p}{m_p + m_e} \right)^2 - \left(\frac{26}{15\pi} \right) \alpha^2 \right],$$

где m_p — масса покоя протона.

Эта формула позволяет получить наиболее достоверное значение μ_p/μ_B . Из табл. 1 и 8 видно, что значение, полученное из [15], примерно на порядок точнее, чем остальные. Однако так как эта работа не была опубликована, мы исключили ее результаты из предварительной обработки. Полученное нами значение $\mu_B/\mu'_p = 657,46496 \pm 5,3 \cdot 10^{-7}$ отличается от этого же значения из [14] на $0,5 \cdot 10^{-4}$. Это расхождение находится в пределах погрешности экспериментов, поэтому значение $\mu_B/\mu'_p = 657,46527 \pm 0,7 \cdot 10^{-7}$ в настоящее время следует считать наиболее точным.

Таблица 8

Отношения μ_B/μ'_p , вычисленные из различных опытов

| Год издания работы | Автор | Измеренное значение | | Относительная средняя квадратическая погрешность, $\lambda \cdot 10^{-6}$ |
|--------------------|--------------------------------------|---------------------------|---------------------------|---|
| | | g_e/g_p (нола) | μ_B/μ'_p (нола) | |
| 1952 | С. Кёниг, А. Продела, П. Каш [23] | $658,2261 \pm 0,0004$ | $657,4637 \pm 0,0004$ | 0,6 |
| 1954 | Р. Бернджер, М. Хилл [26] | $658,2275 \pm 0,0002$ | $657,4651 \pm 0,0002$ | 0,3 |
| 1957 | Т. Гейджер, В. Хьюз, Г. Рэдфорд [27] | $658,2264 \pm 0,0004$ | $657,4640 \pm 0,0004$ | 0,6 |
| 1959 | Е. Ламбэ [15] | $658,227606 \pm 0,000044$ | $657,465172 \pm 0,000044$ | 0,065 |
| 1964 | Р. Дрисколл [29] | $658,2286 \pm 0,0007$ | $657,4662 \pm 0,0007$ | 1,0 |

Отношение μ_B/μ'_p для свободных протонов легко получить из работы [18]. Оно равно $657,44844 \pm 1,5 \cdot 10^{-7}$.

Проведенный обзор экспериментальных и теоретических работ по определению магнитных моментов протона и электрона позволяет сделать заключение о необходимости продолжения исследований с целью получения более достоверных и согласованных значений, которые будут являться исходными при общем согласовании фундаментальных физических констант.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбачевич С. В., Залуцкая Т. Л. Выражения зависимостей между некоторыми физическими константами и числовые значения основных физических констант по данным 1965 г. Труды метрологических институтов СССР, вып. 97(57), М.—Л., Изд-во стандартов, 1968.
2. Schwinger J. Phys. Rev. v. 73, p. 416 (1948).
3. Karplus R. and Kroll N. Phys. Rev. v. 81, p. 73 (1951).
4. Peterman A. Nucl. Phys. v. 5, p. 677 (1958).
5. Parsons R. Phys. Rev. v. 168, p. 1562 (1968).
6. Gilleland J., Rich A. Phys. Rev. Lett. v. 23, № 19 (1969).
7. Gardner J. Phys. Rev. v. 83, p. 996 (1951).
8. Liebes S. and Franken P. Phys. Rev. v. 116, p. 633 (1959).
9. Sanders J., Tittl K., Ward J. Proc. Roy. Soc. (L) A272, p. 103 (1963).
10. Hardy W., Purcell E. Bull. Am. Phys. Soc. v. 4, p. 37 (1959).
11. Klein E. Z. Physik v. 208, p. 28 (1968).
12. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М. ИЛ, 1960.
13. Kusch P., Millman S. Phys. Rev. v. 60, p. 91 (1941).
14. Kusch P., Taub H. Phys. Rev. v. 75, p. 1481 (1949).
15. Cohen R., DuMont J. Rev. Mod. Phys. v. 37, p. 537 (1965).
16. Ramsey N. Phys. Rev. v. 78, p. 699 (1950).
17. Gutowsky H., McClure R. Phys. Rev. v. 81, p. 276 (1951).
18. Myint T., Kleppner D., Ramsey N., Robinson H. Phys. Rev. Lett. v. 17, № 7—9, p. 405 (1966).
19. Taylor B., Parker W., Langenberg D. Rev. Mod. Phys. v. 41, № 3 (1969).
20. Bloch F. Physica v. XIX, p. 821 (1953).
21. Hegstrom R. Phys. Rev. v. 184, p. 17 (1969).
22. König S., Prodell A., Kusch P. Phys. Rev. v. 83, p. 687 (1951).
23. König S., Prodell A., Kusch P. Phys. Rev. v. 88, p. 191 (1952).
24. Franken P., König S. Phys. Rev., v. 88, p. 199 (1952).
25. Beringer R., Heald M. Phys. Rev. v. 95, p. 1474 (1954).
26. Geiger T., Hughes V., Radford H. Phys. Rev. v. 105, p. 183 (1957).
27. Bender P. Phys. Rev. v. 128, p. 2218 (1962).
28. Driscoll R. Phys. Rev. v. 136, p. 54 (1964).
29. Schupp A., Pidd R., Crane H. Phys. Rev. v. 121, p. 1 (1961).
30. Wilkinson D., Crane H. Phys. Rev. v. 130, p. 852 (1963).
31. Rich A. Phys. Rev. Lett. v. 20, p. 967 (1968).
32. Farago P., Gardiner R., Muir J., Rae A. Proc. Phys. Soc. (L) v. 82, p. 493 (1963).
33. Gräff G., Maior F., Roeder R., Werth G. Phys. Rev. Lett. v. 21, № 6 (1968).
34. Gräff G., Klempf E., Werth G. Z. für Physik v. 222, p. 201 (1969).
35. Liebes S., Franken P. Phys. Rev. v. 104, № 4 (1956).
36. Наумов А. П. Определение коэффициентов Брейта—Раби для Rb^{87} методом оптической накачки. В сб. «VII сессия семинара по проблемам построения и использования магнитометрической аппаратуры», 1968.

Поступила в редакцию
1.VI.1970 г.

КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ПРИБОРОВ ПО ВИДУ ИЗМЕРЯЕМОЙ ВЕЛИЧИНЫ *

В основе наиболее распространенной классификации магнитометрических преобразователей ** и приборов лежит принцип использования в них того или иного физического явления (эффекта) [1, 2]. Большое число этих явлений и, следовательно, различных типов преобразователей свидетельствует о разносторонней и всеобъемлющей природе магнетизма. Механическое взаимодействие намагниченной стрелки (или катушки с током) с магнитным полем, явление электромагнитной индукции, эффект Холла и другие гальваномагнитные эффекты, явления свободной ядерной прецессии и радиооптического резонанса в магнитном поле, вытеснение магнитного поля из сверхпроводящих тел — таков далеко неполный перечень физических явлений, используемых в преобразователях.

Классификация по принципу используемого физического явления помогает обстоятельному изучению каждого типа преобразователя. Специфичность проявления законов магнетизма порождает известное разделение труда. В настоящее время уже невозможно внести новый вклад в развитие магнитометрической техники, не будучи специалистом в какой-либо конкретной отрасли физических знаний. Разработка более чувствительных индукционных преобразователей активного типа основывается не только на знаниях электротехники, но и на изучении магнитных, диэлектрических и упругих свойств твердого тела. Развитие гальваномагнитных преобразователей тесно связано с физикой полупроводников и технологией изготовления новых материалов. Освоение и совершенствование радиооптических преобразователей немалозначимо без изучения квантовой механики и оптики.

Процесс конкретизации знаний имеет, однако, и оборотную сторону: специалисты, занятые разработкой или изучением одного типа преобразователя, не в состоянии охватить результаты и тенденции развития других типов. Поэтому, наряду с классификацией по принципу используемого физического явления, акцентирующей внимание на конкретных особенностях каждого типа преобразователя, необходима классификация, позволяющая сравнивать различные типы преобразователей и приборов. Эта классификация будет полезной не только для исследователей, но и для практиков, которые при подготовке к магнитным измерениям часто затрудняются в выборе типа преобразователя или схемы прибора.

Такую классификацию можно построить на основе деления преобразователей и приборов по виду измеряемой величины.

Какие же величины подлежат измерению? Магнитное поле характеризуется вектором магнитной индукции \mathbf{B} . В тех случаях, когда направление вектора \mathbf{B} неизменно или когда можно пренебречь изменением его направления, пользуемся скалярной величиной B . Величины B и \mathbf{B} могут быть функциями времени, оставаясь при этом соответственно скалярной и векторной величинами. Если B и \mathbf{B} оказываются функциями координат, то мы

* Статья печатается в порядке обсуждения в связи с разработкой ГОСТ на термины в области средств измерений магнитных величин.

** Преобразователем (первичным) называют элемент, в котором измеряемая величина непосредственно преобразуется в сигнал определенного вида и формы, удобный для дальнейших преобразований, осуществляемых с целью сравнения данной величины с единицей измерения. Сравнение, как правило, осуществляется с помощью прибора (измерительного устройства), содержащего, кроме первичного преобразователя, необходимое число дополнительных преобразователей, а иногда и меру (компарирующие приборы)

пользуемся соответственно векторными и тензорными величинами, характеризующими неоднородность магнитного поля и его структуру.

С этой точки зрения можно было бы, как это рекомендовал еще Максвелл [3], измеряемые величины разделить на скалярные, векторные и тензорные*. Однако поскольку непосредственно измеряемыми величинами всегда являются скаляры, то нет смысла делить преобразователи на скалярные, векторные и тензорные. Лишь приборы, как некие совокупности измерительных средств и осяществленных приемов, по своей информативности могут быть разделены на скаляр-, вектор- и тензор-измерители, т. е. с их помощью можно обнаружить данные величины и по-компонентно измерить их.

Все существующие и потенциально возможные преобразователи можно разделить на три группы по функциональной связи выходного сигнала с непосредственно измеряемой величиной

$$\begin{aligned} q &= f_I(\varphi), \quad \varphi = \hat{i}^T \mathbf{B}; \\ q &= f_{II}(B), \quad B = |\mathbf{B}|; \\ q &= f_{III}(B_i), \quad B_i = \mathbf{B} \hat{i}_i^T. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь q — выходной параметр (механическое перемещение, электрическое напряжение, частота колебаний и т. д.); \hat{i}^T — некоторое заданное направление; \hat{i}_i^T — магнитная ось преобразователя.

Преобразователи первой группы предназначены для измерения углов, определяющих положение вектора \mathbf{B} в выбранной системе координат, преобразователи второй группы — для измерения модуля вектора \mathbf{B} и, наконец, преобразователи третьей группы — для измерения проекций вектора \mathbf{B} на направления, вдоль которых ориентированы их магнитные оси. Несмотря на то, что преобразователи всех трех групп так или иначе связаны с вектором \mathbf{B} , непосредственно измеряемыми величинами при этом остаются скаляры.

К первой группе относятся магнитно-механические преобразователи. Простейшим прибором, в котором применен данный тип преобразователя, является компас. Ко второй группе относятся влерио-прецессионные и радиооптические преобразователи, появившиеся сравнительно недавно. Третью группу образуют индукционные, гальваномангнитные и другие преобразователи с магнитной осью, свободно ориентируемой в пространстве путем поворота самого корпуса преобразователя.

Объединение различных типов преобразователей в группы позволяет работать единые критерии оценки их метрологических, технических и эксплуатационных характеристик. Например, преобразователи третьей группы в метрологическом отношении могут быть охарактеризованы единой трехчленной формулой, нормирующей погрешности чувствительности, направленности и нуля**. Объединение требует сравнения преобразователей прежде всего в пределах одной группы, а уже затем по той или иной общей характеристике в пределах двух или трех групп. Кроме того, оно позволяет пользоваться методом аналогий, перенося положительный опыт применения одного типа преобразователей на другой.

Объединение преобразователей в группы не накладывает каких-либо ограничений на их применение. Известно [6], что при наложении дополнительных магнитных полей (векторы которых не коллинеарны вектору измеряемого поля) с помощью преобразователей первой и второй групп может быть получена дополнительная информация. В частности, с помощью преобразователей первой группы можно измерять проекции вектора \mathbf{B} , а с помощью

* Неоднократно предпринимались попытки закрепить это деление даже в размерности единиц [4, 5]. В работе [5] показано, что подобное закрепление было бы излишним.

** См. ГОСТ 6746—53, 7003—54, 9245—59, 9486—60.

преобразователей второй группы — не только проекции, но и углы. Поскольку с помощью преобразователей третьей группы измеряются те же величины без наложения дополнительных полей, появляется еще одна возможность сравнения измерительных устройств. Однако здесь мы уже подходим к классификации приборов.

Рассмотрим основные схемы построения приборов (скаляр-, вектор- и тензор-измерителей) на основе преобразователей трех указанных групп.

Приборы, предназначенные для измерения величины B , которые будем называть скаляр-магнитометрами, целесообразно строить на основе преобразователей второй группы. Схема прибора в этом случае не усложняется какими-либо дополнительными устройствами и приспособлениями.

До изобретения преобразователей второй группы скаляр-магнитометры строились на основе преобразователей третьей группы, в частности, на основе феррозондов, являющихся разновидностью активных индукционных преобразователей [7]. Для этой цели необходимы три феррозонда, причем два из них используют как датчики угла рассогласования в системе следящего привода, постоянно ориентируя третий, измерительный, феррозонд по направлению вектора измеряемого поля. Ориентация феррозонда по вектору поля при прочих равных условиях обеспечивает наименьшие погрешности измерения и позволяет устанавливать приборы на подвижных платформах. Разработка подобных приборов, собственно, и была продиктована необходимостью скоростных измерений с подвижных платформ. После появления преобразователей второй группы потребность в феррозондовых скаляр-магнитометрах резко уменьшилась, так как ядерно-прецессионные и радиооптические скаляр-магнитометры обеспечивают более высокую точность измерения.

Скаляр-магнитометры были и остаются наиболее простыми и надежными приборами для измерений с подвижных платформ. Ядерно-прецессионные скаляр-магнитометры могут использоваться также в качестве образцовых приборов для поверки мер (катушек, колец Гельмгольца) и магнитометров более низкого класса точности [2, 6].

Вектор-измерители в отличие от скаляр-измерителей обеспечивают получение информации о трех значениях, определяющих какой-либо вектор. Приборы, определяющие вектор B , будем называть вектор-магнитометрами. С помощью этих приборов можно получить более полные сведения о структуре изучаемого поля.

Вектор B можно представить в виде

$$B = f(B_x, B_y, B_z) \quad (2)$$

или

$$B = F(\alpha, \theta, B), \quad (3)$$

где B_x, B_y, B_z — проекции вектора B на оси декартовой системы координат; α, θ — углы, определяющие положение вектора B в сферической системе координат; B — модуль.

Вектор-магнитометры, непосредственно измеряющие проекции вектора B и используемые для геомагнитных и космических исследований, описаны в работах [6—10], а вектор-магнитометры, измеряющие два угла и модуль и построенные на основе преобразователей третьей группы, описаны в работах [11*, 12].

В работе [13] описан оригинальный прибор для измерения углов, построенный на основе преобразователей второй группы. Преобразователь размещают внутри катушки или колец Гельмгольца, питаемых переменным током низкой частоты. Вращая кольца относительно неподвижно закрепленного преобразователя и вектора B исследуемого поля в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, находят такие положения оси колец, когда сигнал первой гармоники низкой частоты, вырабатываемый с помощью преобразовате-

* См. также стр. 78.

ля и демодулирующей схемы, оказывается равным нулю. Эти положения соответствуют условию $\mathbf{V} \perp \mathbf{V}_z$, где \mathbf{V}_z — вектор дополнительного поля, создаваемого кольцами. Отсчет углов производится непосредственно по положению оси колец в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Очевидно, что при непосредственном измерении модуля V подобный прибор становится вектор-магнитометром.

В практике наземных геомагнитных наблюдений широкое распространение получили одно- и двухкомпонентные магнитометры, которые будем называть неполными вектор-магнитометрами. Первоначально такие приборы строились главным образом на основе преобразователей первой группы (оптико-механические магнитометры). Для получения информации о той или иной компоненте вектора \mathbf{V} использовалось наложение дополнительного поля (метод Гаусса), уравнивание с помощью гравитационных сил (магнитные весы) или упругих нитей (кварцевые и другие магнитометры). Приборы подобного типа составили эпоху в магнитометрии [6]. Позднее неполные вектор-магнитометры стали создавать также на основе преобразователей второй и третьей групп.

Разработка неполных вектор-магнитометров диктовалась, с одной стороны, стремлением хотя бы с помощью нескольких приборов получить полную информацию об измеряемом поле (примером может служить последовательное измерение горизонтальной составляющей V_H геомагнитного поля по методу Гаусса и магнитного наклоения $I=90^\circ-\theta$ с помощью индукционного инклинатора, а с другой — потребностью в сравнительно простых приборах, пригодных для работы в экспедиционных условиях. В магниторазведочной практике, например, последнее обстоятельство является существенным и сейчас. Именно поэтому продолжают разрабатываться и совершенствоваться легкие переносные B_z — магнитометры с маятниковой стабилизацией* [14]. Однако и здесь в связи с появлением достаточно простых приборов, измеряющих все элементы вектора \mathbf{V} [11, 13], потребность в неполных вектор-магнитометрах уменьшается.

К вектор-измерителям относятся также приборы, определяющие вектор градиента $\mathbf{G} = \nabla V$. При этом $V = |\mathbf{V}|$ рассматривается как функция точек некоего множества, образующая скалярное поле. Согласно определению,

$$\mathbf{G} = x^i \frac{\partial V}{\partial x^i} + y^j \frac{\partial V}{\partial y^j} + z^k \frac{\partial V}{\partial z^k}, \quad (4)$$

где x^i, y^j, z^k — орты и $\frac{\partial V}{\partial x^i}, \frac{\partial V}{\partial y^j}, \frac{\partial V}{\partial z^k}$ — проекции вектора \mathbf{G} на соответствующие оси.

Приборы, измеряющие указанные проекции, будем называть градиентометрами. Являясь вектор-измерителями, они могут быть полными и неполными.

Проекция вектора \mathbf{G} на любое i -е направление может быть измерена с учетом известного приближения

$$\frac{\partial V}{\partial l} = \frac{\Delta V}{\Delta l} = \alpha(\Delta l) \approx \frac{\Delta V}{\Delta l}, \quad (5)$$

где $\alpha(\Delta l)$ — величина, бесконечно малая при $\Delta l \rightarrow 0$; $\Delta V = V'' - V'$; V', V'' — значения величины V в двух точках, отстоящих друг от друга на расстоянии Δl в i -м направлении. Величина Δl называется базой гради-

* Благодаря маятниковой стабилизации преобразователь (третьей группы) постоянно ориентируется по вертикали, поэтому B_z — магнитометр относится к классу скаляр-измерителей. Однако четкой грани здесь нет. Скаляр-измеритель всегда можно рассматривать как неполный вектор-измеритель, все зависит от целевого назначения прибора и последующего использования полученной информации.

ентометра и выбирается исходя из ожидаемой неоднородности поля B и допустимой погрешности $\alpha(\Delta l)$.

Как следует из выражения (5) и подтверждается практикой [15, 16], для построения градиентометров наиболее приемлемы преобразователи второй группы.

Возможны две основные схемы построения градиентометров.

В первом случае преобразователь перемещают в i -м направлении и непосредственно измеряют производную по времени:

$$\frac{dB}{dt}(l, t) = \frac{\partial B}{\partial l} \frac{dl}{dt} + \frac{\partial B}{\partial t}$$

Искомая проекция вектора Γ будет

$$\frac{\partial B}{\partial l} = \frac{1}{v_i} \left[\frac{dB}{dt}(l, t) - \frac{\partial B}{\partial t} \right], \quad (6)$$

где $v_i = \frac{dl}{dt}$ — скорость перемещения преобразователя в i -м направлении.

Прибор подобного типа описан в работе [17]. При измерении величины $\frac{\partial B}{\partial l}$ следует учитывать скорость перемещения преобразователя и величину $\frac{\partial B}{\partial t}$, зависящую от уровня вариаций поля или магнитных помех. Во втором случае используют два идентичных преобразователя, которые устанавливают на расстоянии Δl друг от друга в i -м направлении и включают таким образом, чтобы регистрировалась разность $\Delta B = B'' - B'$. В этом случае с учетом приближения (5) искомая производная измеряется непосредственно и результат не отягощен влиянием вариаций поля или магнитных помех, если последние носят однородный характер. Градиентометры, в которых реализуется данная схема, получили наибольшее распространение [15, 16, 18].

Очевидно, что для одновременного измерения трех проекций вектора Γ необходимо шесть преобразователей (см. таблицу). Однако, если учесть отмеченную помехозащищенность градиентометров, то вполне возможно создание прибора, обеспечивающего последовательное измерение трех проекций вектора Γ . Последовательная ориентация базы может осуществляться с помощью теодолита-тахеометра.

По аналогии с выражением (3) можно написать

$$\Gamma = \Gamma'(\alpha', \theta', \Gamma'), \quad (7)$$

где α' , θ' — углы, определяющие положение вектора Γ в сферической системе координат; Γ' — модуль градиента.

Измерение двух углов и модуля во многих случаях может оказаться предпочтительнее, поскольку при этом непосредственно определяется направление вектора Γ , которое с известной точностью [18] совпадает с направлением на источник магнитного поля.

Градиентометры, созданные на основе преобразователей второй группы, безусловно, являются весьма перспективными приборами, пригодными для изучения неоднородности поля скаляра B . Пользоваться ими можно в тех случаях, когда нет необходимости учитывать изменение направления вектора B магнитного поля или когда изменением этого направления можно пренебречь. Однако часто приходится учитывать изменение направления вектора B и измерять гораздо большее число величин, чем может обеспечить градиентометр.

* Выходным параметром ядерно-прецессионных и радиооптических преобразователей является частота. Разность $\Delta B = B'' - B'$, как правило, определяется по частоте биений, т. е. $\Omega = \omega'' - \omega'$ [16].

Производная вектора \mathbf{B} по заданному i -му направлению описывается выражением

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial i} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} \cos(x^\circ, \hat{i}) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} \cos(y^\circ, \hat{i}) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} \cos(z^\circ, \hat{i}), \quad (8)$$

где $x^\circ, y^\circ, z^\circ$ — орты.

В свою очередь, величины $\partial \mathbf{B} / \partial x, \partial \mathbf{B} / \partial y$ и $\partial \mathbf{B} / \partial z$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} &= x^\circ \frac{\partial B_x}{\partial x} + y^\circ \frac{\partial B_y}{\partial x} + z^\circ \frac{\partial B_z}{\partial x}; \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} &= x^\circ \frac{\partial B_x}{\partial y} + y^\circ \frac{\partial B_y}{\partial y} + z^\circ \frac{\partial B_z}{\partial y}; \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} &= x^\circ \frac{\partial B_x}{\partial z} + y^\circ \frac{\partial B_y}{\partial z} + z^\circ \frac{\partial B_z}{\partial z}. \end{aligned} \quad (9)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} &= \tau_x^\circ \frac{\partial \alpha}{\partial x} B + \tau_y^\circ \frac{\partial \theta}{\partial x} B + \mathbf{B}^\circ \frac{\partial B}{\partial x}; \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} &= \tau_x^\circ \frac{\partial \alpha}{\partial y} B + \tau_y^\circ \frac{\partial \theta}{\partial y} B + \mathbf{B}^\circ \frac{\partial B}{\partial y}; \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} &= \tau_x^\circ \frac{\partial \alpha}{\partial z} B + \tau_y^\circ \frac{\partial \theta}{\partial z} B + \mathbf{B}^\circ \frac{\partial B}{\partial z}. \end{aligned} \quad (10)$$

Система уравнения (9) получена с учетом функциональной зависимости (2), а система уравнений (10) — с учетом зависимости (3), при этом $\tau_x^\circ, \tau_y^\circ$ и \mathbf{B}° — орты сферической системы координат.

Из выражений (8)–(10) следует, что для определения $\partial \mathbf{B} / \partial i$ необходимо задать девять величин. Другими словами, неоднородность поля вектора \mathbf{B} в i -м направлении выражается через некий тензор. Приборы для измерения девяти величин можно называть тензор-измерителями.

Об эффективности и целесообразности использования тензор-измерителей можно спорить. Однако если резонен переход от скаляр-измерителей к вектор-измерителям при оценке поля вектора \mathbf{B} , то также резонен переход от вектор-измерителей к тензор-измерителям при оценке неоднородности этого поля. Видно, что тензор-измеритель позволяет получить значительно большую информацию о неоднородности поля, чем градиентометр, поскольку величины $\partial \mathbf{B} / \partial x, \partial \mathbf{B} / \partial y$ и $\partial \mathbf{B} / \partial z$, являющиеся в соответствии с выражением (4) проекциями градиента \mathbf{G} , входят только в последний столбец системы уравнений (10).

Как следует из системы уравнений (9) и (10), тензор-измерители могут быть построены на основе преобразователей как третьей, так и второй групп, с учетом отмеченной ранее возможности измерения углов. Рассмотрим схемы тензор-измерителей, использующих преобразователи третьей группы.

Прежде всего отметим, что нет надобности в измерении всех девяти производных, входящих в систему уравнений (9). Как известно, эти производные являются слагаемыми дивергенции $\nabla \mathbf{B}$ и составляющими ротора $[\nabla \mathbf{B}]$. Поскольку линии магнитного поля всегда замкнуты, то $\nabla \mathbf{B} = 0$. Кроме того, в ряде случаев и $[\nabla \mathbf{B}] = 0$.

Магнитное поле вне проводящих сред не имеет ротора, т. е. $[\nabla \mathbf{B}] = 0$, поэтому с учетом известных формул разложения дивергенции и ротора на слагаемые и составляющие получим

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = - \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \quad (11)$$

| Измеряемая величина | Рекомендуемая группа преобразований | Схема расположения преобразователей * | Вид прибора | Название прибора (рекомендуемое или существующее) | Примечание |
|---------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------------|--|---|---|
| $B, B(t), \Delta B$ | Вторая | | Скаляр-измеритель | Скаляр-магнитометр Скаляр-вариометр | — |
| $B_z, \Delta B_z$ | Третья | | Скаляр-измеритель (неполный вектор-измеритель) | Магнитометр вертикальной составляющей | Ориентация по вертикали осуществляется с помощью маятника |
| $B_{x,y} = \lambda(x, B_{x,y})$ | Первая | | Неполный вектор-измеритель | Магнитометр горизонтальной составляющей | Для измерения величины $B_{x,y}$ используется поворотный контур с током |
| $B = f(B_x, B_y, B_z)$ | Третья | | Вектор-измеритель | Вектор-магнитометр (трехкомпонентный магнитометр) | — |
| $B = F(\alpha, \theta, B)$ | То же | | То же | Вектор-магнитометр | Для последовательной ориентации преобразователей и отсчета углов используются следующие системы или теодолит-тахеомер |

| | | | | | |
|---|--------|--|----------------------------|---|--|
| $B = F(\alpha, \theta, B)$ | Вторая | | Вектор-измеритель | Вектор-магнитометр | Необходимо наложение вспомогательного поля B . Для последовательной ориентации катушки необходим теодолит-тахеомер |
| $\Delta B = \varphi(\Delta x, \Delta B_x, \Delta B_y, \Delta B_z)$ | Первая | | То же | Вектор-вариометр (трехкомпонентный вариометр) | Ориентация преобразователей осуществляется с помощью кварцевых или металлических релаксов |
| $\Delta B = \psi(\Delta \alpha, \Delta \theta, \Delta B)$ | Вторая | | • | Вектор-вариометр | Для измерения углов используются два взаимно перпендикулярных контура с током |
| $\frac{\partial B}{\partial t}, B(t)$ | Третья | | • | Вектор-магнитометр Вектор-вариометр | Для определения соотносится с интегрирующим устройством |
| $\frac{\partial B}{\partial t}(t, t) = \frac{\partial B}{\partial t} \frac{dt}{dt} + \frac{\partial B}{\partial t}$ | Вторая | | Неполный вектор-измеритель | Однокомпонентный градиентометр | Для определения $B(t)$ необходимо учитывать скорость перемещения преобразователя и вращения поля |

| Измеряемая величина | Рекомендуемая группа преобразователей | Схема расположения преобразователей * | Вид прибора. | Название прибора (реко- мендуемое или существующее) | Примечание |
|---|---------------------------------------|---------------------------------------|--|--|---|
| $\Gamma = \nabla B = \mathbf{r}' (\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z) =$ $= \mathbf{F} (\alpha', \theta', \Gamma')$ | Вторая | | Вектор-измеритель | Градиентомер | Для ориентации чувствительной системы может использоваться теодолит-тахеометр |
| ∇B_z | Третья | | То же | То же | При изображенной ориентации чувствительной системы определяется градиент ∇B_x |
| $\frac{\partial B}{\partial t} = \mathbf{r}' (\nabla_t B_x, \nabla_t B_y,$ $\nabla_t B_z)$ | Третья | | Тензор-измеритель | Измеритель однородности вихревого магнитного поля | Для ориентации чувствительной системы может использоваться теодолит-тахеометр |
| $\frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{при } [\nabla B] = 0)$ | Третья | | Неполный тензор-измеритель | Измеритель неоднородности смешанного поля | Для ориентации чувствительной системы может использоваться теодолит-тахеометр |
| $[\nabla B]$ | Третья | | Неполный тензор-измеритель (вектор-измеритель) | Роторомер | То же плюс следящие системы |

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial y}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial x};$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x}.$$

Следовательно, по пяти измеренным производным, стоящим в правой части выражений (11) и (12), можно вычислить остальные четыре.

Магнитное поле в проводящих средах с токами имеет ротор, т. е. $[\nabla \mathbf{B}] \neq 0$. В данном случае необходимо измерять восемь производных, так как равенства (12) уже не имеют места.

Так же как и вектор-измерители, тензор-измерители могут быть полными и неполными. Среди неполных тензор-измерителей исключительное место, по-видимому, должен занять прибор для измерения проекций ротора $[\nabla \mathbf{B}]$, который назовем роторометром. В соответствии с первым уравнением Максвелла

$$\frac{1}{\mu_0} [\nabla \mathbf{B}] = [\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{j}, \quad (13)$$

где μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость изотропной среды; \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля; \mathbf{j} — вектор плотности полного тока, наблюдаемый в данной точке.

Размерность производной $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \equiv \text{Л}^{-2}$ в этом случае приобретает конкретный физический смысл. Роторометры являются перспективными приборами для изучения структуры магнитного поля в проводящих средах (жидкость, плазма и т. д.). Они также могут быть полными и неполными.

Поскольку $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, то в соответствии с (11) имеет смысл говорить лишь о неполном двухзаметном дивергенциометре*. Подобный прибор не обладает высокой информативностью. Он может быть использован в качестве полюсоискателя при контроле намагниченных изделий, а также в дефектоскопии.

Как уже отмечалось, тензор-измерители несут информацию о градиенте $\nabla \mathbf{B}$. Однако вряд ли целесообразно измерять проекции градиента $\nabla \mathbf{B}$ с помощью тензор-измерителя, спроектированного на основе преобразователей третьей группы, как это предложено в работе [18]. Указанные проекции гораздо проще находить с помощью градиентометров, построенных на преобразователях второй группы.

В заключение отметим, что производные тензора, так же как и проекции градиента, измеряются с известным приближением (см. выражение (5)). Здесь также возможны два основных способа измерения: когда преобразователю, например, пассивной катушке, сообщают движение, параллельное самой себе, и фактически регистрируют производную по времени [19], или когда используют два соответствующим образом ориентированных преобразователя, установленных на расстоянии M друг от друга (см. таблицу). Следует помнить, что, в отличие от измерения проекций градиента $\nabla \mathbf{B}$ с помощью преобразователей второй группы, измерение производных с помощью преобразователей третьей группы сопряжено с необходимостью тщательной установки их магнитных осей на параллельность. Непараллельность осей приво-

* Приборы, предназначенные для измерения производных $\frac{\partial B_x}{\partial x}$, $\frac{\partial B_y}{\partial y}$, $\frac{\partial B_z}{\partial z}$, иногда неправильно называют трехкомпонентными градиентометрами. Градиентометрами следует называть приборы, измеряющие проекции градиента $\nabla \mathbf{B}$ или проекции градиентов ∇B_x , ∇B_y , ∇B_z (см. таблицу).

лит к погрешности измерения тем большей, чем больше поперечная компонента вектора \mathbf{B} [7], т. е. устройство оказывается чувствительным также и к однородному магнитному полю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электрические и магнитные измерения. Под ред. Шрамкова Е. Г., Л., ОНТИ, 1937.
2. Чечурин Е. Н. Приборы для измерения магнитных величин. «Энергия», 1969.
3. Максвелл Д. К. Статьи и речи. «Наука», 1968.
4. Williams W. On the relation of the dimensions of physical quantities to directions space, Phil. Mag., September, 1892.
5. Маликов М. Ф. Основы метрологии, ч. I, М. Комитет мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1949.
6. Яновский Б. М. Земной магнетизм, ч. II, изд. ЛГУ, 1963.
7. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. «Энергия», 1969.
8. Serson P. H., Mack S. Z., Whittham K. E. A three component Airborne Magnetometer, Publications of the Dominion Observatory XIX, № 2, Canada, 1957.
9. Афанасьев Ю. В., Люлин В. П., Алексеева Г. Д. Магнитометрическая аппаратура космических станций «Луна-10», «Венера-4», «Космические исследования», 1968, № 5.
10. Ness N. F., Magnetometers for Space Research, Coddard Space Flight Center, 1970.
11. Serson P. H., Hannaford L. W., Canadian Journal of Technology, 34, № 4, 1956.
12. Долгиков С. Ш., Жузгов Л. Н., Селютин В. А. Магнитометрическая аппаратура третьего советского искусственного спутника Земли. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 4, изд-во АН СССР, 1960.
13. Ротштейн Л. Я. Об одной возможности создания прецессионного прибора для определения направления магнитного поля. Сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 6, «Недра», 1960.
14. Hood P. The ground fluxgate magnetometer a new versatile prospecting tool Canadmin, v. 85, № 6, 1964.
15. Hood P. Gradient measurement in aeromagnetic surveying, Geophysics, v. 30, № 5, 1965.
16. Латикайнен В. И. Обзор зарубежной магниторазведочной аппаратуры. Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 32, «Недра», 1967.
17. Wiekerham W. E. The Gulf Airborne Magnetic Cradiometer, Geophysics, v. XIX, № 1, 1954.
18. Хвостов О. П. Магнитный пеленгатор. Сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 15, «Недра», 1963.
19. Frazer H. E., Hofman J. A., Livingston M. S. and Vash A. M. Measurement of magnetic field gradients, Review of Scientific Instrum, v. 26, № 5, 1955.

Поступила в редакцию
10.VI.1970 г.

УДК 621.318.4

Н. В. СТУДЕНЦОВ, В. Н. ХОРЕВ
ВНИИМ

ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННАЯ КАТУШКА С ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Конструкции катушек, применяемых в качестве образцовых и эталонных мер магнитной индукции, должны отвечать следующим требованиям: обеспечивать высокую однородность магнитного поля; создавать возможно боль-

шую магнитную индукцию; обеспечивать возможность изготовления с высокой точностью. Применяемые обычно кольца Гельмгольца или соленоид с большим отношением длины к диаметру во многих случаях не позволяют создать однородное поле необходимого объема. Так, для того, чтобы в сферическом объеме диаметром 100 мм относительное изменение магнитной индукции не превышало 10^{-4} , нужны кольца Гельмгольца диаметром 1 м. При таком диаметре колец трудно изготовить катушку с требуемой точностью. Кроме того, практически невозможно получить индукцию более $5 \cdot 10^{-3}$ тл.

Однородность магнитного поля можно повысить за счет увеличения числа секций катушки (кольца Максвелла, Фанзелау и др. [1]). С этой точки зрения наилучшей является катушка Крисюка—Латышева [2], состоящая из двух пар секций одинакового радиуса со следующими отношениями параметров (рис. 1): $a_1/R = 0,243186$; $a_2/R = 0,940731$; $I_1\omega_1/I_2\omega_2 = 2,260444$, где $I_1\omega_1$ и $I_2\omega_2$ — соответственно сила тока и число витков в каждой паре секций.

Осевую составляющую B_x магнитной индукции этой катушки в точке $M(r, \theta)$ можно представить в виде ряда

$$B_x = 1,790864 \frac{\mu_0 I_1 \omega_1}{R} \left[1 - 0,56 \frac{r^2}{R^2} P_2(\cos \theta) + 1,06 \frac{r^{10}}{R^{10}} P_{10}(\cos \theta) + \dots \right], \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м — магнитная постоянная; P_n — полином Лежандра степени n ; R — радиус катушки.

Высокая однородность магнитного поля катушки объясняется тем, что

разложение B_x в ряд по степеням координаты r начинается лишь с восьмого порядка, тогда как коэффициенты при второй, четвертой и шестой степенях равны нулю. Это достигается соответствующим расположением секций и соотношением ампер-витков в них (коэффициенты при нечетных порядках равны нулю вследствие симметрии системы).

Обладая большим объемом однородного поля, катушка Крисюка—Латышева вместе с тем имеет существенные недостатки, которые ограничивают ее применение. Во-первых, малое поперечное сечение обмоток не позволяет создавать достаточно большое число витков и тем самым ограничивает постоянную катушки.

Во-вторых, целое отношение ампер-витков ($I_1\omega_1$) : ($I_2\omega_2$) не может быть соблюдено (из-за малости ω_1 и ω_2) при последовательном соединении секций, что вынуждает питать их от разных источников и затрудняет регу-

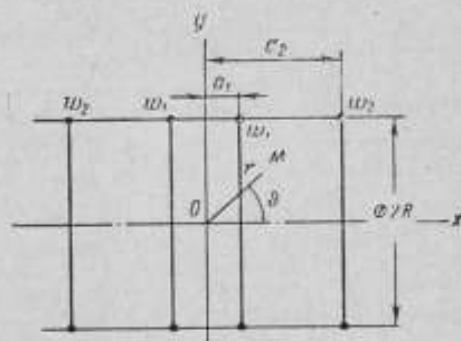


Рис. 1. Кольца Крисюка—Латышева.

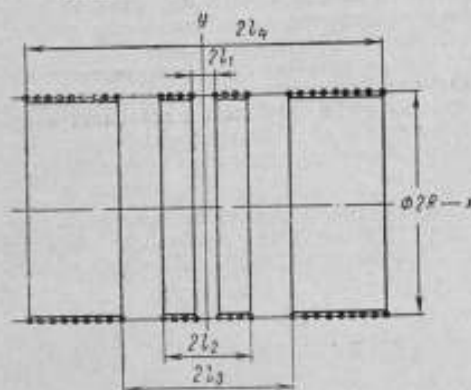


Рис. 2. Четырехсекционный соленоид.

лировку тока. Все это практически не позволяет создать образцовую меру индукции с большой постоянной и эталонную меру с однослойной шаговой обмоткой, постоянная которой рассчитывается по ее геометрическим размерам. Чтобы устранить эти недостатки, нужно ширину секций сделать неравной нулю и добиваться уничтожения коэффициентов при второй, четвертой и шестой степенях координат за счет выбора положений секций и размеров сечения обмоток при одинаковой плотности намотки в них. При этом секции следует соединить последовательно (рис. 2).

Расчет такой катушки сводится к решению системы трех нелинейных уравнений, соответствующих коэффициентам при степенях x . Как показали

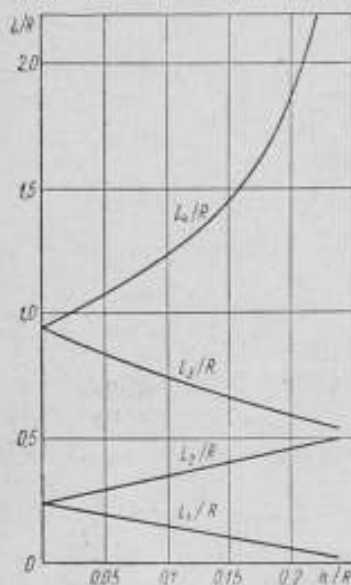


Рис. 3. Соотношение размеров четырехсекционного соленоида.

вычисления с помощью ЭВМ, решение может быть получено при различных заданных значениях ширины внутренней секции $h=l_2-l_1$. На рис. 3 графически представлены результаты расчета — соотношение размеров катушки в зависимости от h/R . При $h/R=0$ катушка превращается в кольца Крисюка—Латышева, при $h/R=0,25$ секции смыкаются и она становится соленоидом бесконечной длины. При промежуточных значениях h/R система представляет собой компактный четырехсекционный соленоид, который можно использовать для получения полей, близких по величине магнитной индукции к полю сплошного соленоида, но более однородных. Особенно важно то, что на основе этого четырехсекционного соленоида можно создавать эталонную катушку, т. е. выполнить ее на кварцевом основании с шаговой намоткой в один слой.

Примером многослойной меры индукции может служить катушка со следующими конструктивными данными: $D_{\text{ср}}=364,3$ мм; $2l_1=39,5$ мм; $2l_2=141,5$ мм; $2l_3=248,6$ мм; $2l_4=506,6$ мм; диаметр провода в изоляции $d=1$ мм; число витков: $w_1=663$, $w_2=1677$; число слоев 13.

Такая катушка при сравнительно небольших размерах имеет постоянную в центре $K_0=1,6 \cdot 10^{-2}$ тл/а и позволяет получить магнитную индукцию до $3 \cdot 10^{-2}$ тл (300 эс). Максимальная неоднородность поля катушки в сфере диаметром 120 мм не превышает 10^{-4} , а в сфере диаметром 100 мм — соответственно $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, меры магнитной индукции, в том числе эталонные, выполненные на основе усовершенствованной катушки, отличаются большей однородностью поля, оптимальными размерами катушки и большей величиной создаваемой магнитной индукции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М. Земной магнетизм, ч. II, изд. ЛГУ, 1963.
2. Крисюк Э. М., Латышев Т. Д. Компенсация магнитного поля Земли. Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXII, № 8, 1958.

Поступила в редакцию
18.VI.1970 г.

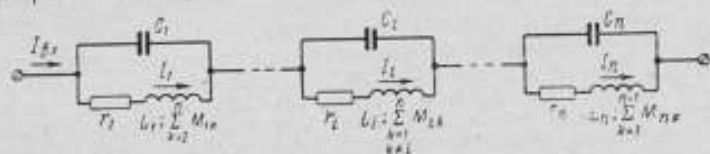
РАСЧЕТ ЧАСТОТНОЙ ПОГРЕШНОСТИ МЕР МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ,
ВЫЗВАННОЙ ТОКАМИ СМЕЩЕНИЯ

Как известно, магнитная индукция в центре меры (катушки) пропорциональна величине постоянного тока, подводимого к зажимам меры

$$B = I_{\text{вх}} K_B, \quad (1)$$

где $I_{\text{вх}}$ — сила входного тока; K_B — постоянная меры по магнитной индукции при питании ее постоянным током (магнитная индукция в центре меры при силе тока 1 а).

При питании той же меры переменным током магнитная индукция зависит не только от силы тока, но и от его частоты. Эта зависимость может быть обусловлена токами смещения (емкостные токи между проводниками меры), вихревыми токами, эффектом близости и эффектом запаздывания при распространении электромагнитных волн. Рассмотрим влияние токов смещения



Эквивалентная схема магнитной индукции, удаленной от проводящих объектов

L_i — индуктивность i -го элемента; M_{ik} — взаимная индуктивность i -го и k -го элементов; r_i — активное сопротивление i -го элемента; K_{B_i} — постоянная элемента по магнитной индукции (величина магнитной индукции в центре меры при токе по проводникам элемента 1а); $I_{\text{вх}}$ — ток, подводимый к зажимам меры; I_i — ток в проводниках i -го элемента.

ния, приводящее к наибольшим частотным погрешностям мер магнитной индукции. Конечной целью исследования является разработка методики введения поправок в значение магнитной индукции меры для звукового диапазона частот.

В результате действия емкостных токов величина тока в проводниках отличается от тока, подводимого к зажимам меры, на величину тока, проходящего через шунтирующую емкость. Сами же емкостные токи распространяются в осевом или радиальном направлении (перпендикулярно направлению тока в проводниках) и не создают осевой составляющей вектора магнитной индукции, причем вследствие симметрии конструкции меры их суммарный эффект вообще отсутствует.

Для вычисления поправок необходимо найти величину тока в проводниках меры магнитной индукции и определить магнитную индукцию в центре меры. Мету магнитной индукции удобно представить в виде отдельных R , L , C -элементов обмотки (витков, слоев, секций), самостоятельно участвующих в электромагнитных процессах. Эквивалентная схема меры магнитной индукции, удаленной от проводящих объектов, представлена на рисунке.

Опираясь на законы цепей переменного тока, величину тока в проводниках элемента I_i и переменную магнитную индукцию B_i во внутреннем пространстве меры, можно представить как

$$I_i = \frac{I_{\text{вх}}}{1 - \omega^2 C_i \left(L_i + \sum_{k=1}^n M_{ik} \right) + j\omega r_i C_i}, \quad (2)$$

$$B_{-} = \sum_{i=1}^n I_i K_{B_i} \quad (3)$$

Отсюда

$$B_{-} = I_{\text{вх}} \sum_{i=1}^n \frac{K_{B_i}}{1 - \omega^2 C_i \left(L_i + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^n M_{ik} \frac{I_k}{I_i} \right) + j\omega r_i C_i} \quad (4)$$

где B_{-} — величина магнитной индукции в центре меры.

При малости мнимого слагаемого в знаменателе (4) по сравнению с вещественным зависимость магнитной индукции от частоты носит резонансный характер. Это условие выполняется для всех мер магнитной индукции, и всегда существует частота, при которой магнитная индукция в центре меры максимальна. По этой же причине изменение магнитной индукции с частотой определяется в основном вещественным слагаемым знаменателем, т. е. частотная погрешность (поправка) в первом приближении равна квадрату отношения частоты тока, питающего меру, к ее резонансной частоте.

У однослойных мер магнитной индукции собственная резонансная частота составляет 10^5 — 10^7 гц, а у многослойных — 10^4 — 10^5 гц. В метрологической практике первые используются в звуковом диапазоне частот, а вторые — на частотах*, в 5—10 раз меньших их собственной резонансной, в результате чего изменение магнитной индукции с частотой не превышает единиц процентов и расчет поправок даже с низкой точностью существенно увеличивает точность измерения в целом.

Рассмотрим некоторые характерные случаи использования мер магнитной индукции.

Если параметры каждого из элементов (витков, слоев или секций обмотки) r_i , C_i , L_i и меры магнитной индукции M_{ik} существенно различаются, а частота питающего меру тока произвольна, то упростить выражение (4) не представляется возможным. Расчет поправки потребует решения системы n уравнений, что практически неосуществимо.

Как указывалось выше, меры магнитной индукции используются на частотах по крайней мере в 5—10 раз меньших частоты их собственного резонанса. В этом случае токи в проводниках меры менее чем на 4% отличаются от тока, подводимого к ее входным зажимам, и еще в меньшей степени отличаются друг от друга. Приняв $I_k/I_i = 1$ и заменив в выражении (4) $L_i +$

$$+ \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^n M_{ik} \text{ на } L_{\text{эл}}, \text{ получим}$$

$$B_{-} \approx I_{\text{вх}} \sum_{i=1}^n \frac{K_{B_i}}{1 - \omega^2 L_{\text{эл}} C_i + j\omega r_i C_i} \quad (5)$$

Используя методы приближенных вычислений, выражение (5) можно привести к виду

$$B_{-} \approx I_{\text{вх}} \sum_{i=1}^n K_{B_i} (1 + \omega^2 L_{\text{эл}} C_i - j\omega r_i C_i).$$

* Такое разделение производится автоматически, так как при повышенных частотах многослойные меры магнитной индукции потребуют непомерно большого выходного напряжения источника питания. Удобнее воспользоваться однослойной мерой, соответственно увеличив силу тока.

Учитывая, что $\sum_{i=1}^n K_{B_i} = K_B$, получим

$$B_{-} \cong I_{\text{вх}} K_B \left[1 + \frac{1}{K_B} \sum_{i=1}^n K_{B_i} (\omega^2 L_{2i} C_i - j\omega r_i C_i) \right]. \quad (6)$$

С помощью формул (5) и (6) можно рассчитать переменную магнитной индукции при любых соотношениях параметров r_i , C_i и L_{2i} элементов меры. В выражении (6) частотная поправка представлена в явном виде. Вследствие принятых допущений погрешность расчета частотной поправки по формулам (5) и (6) в сравнении с (4) не превышает второго порядка малости самой поправки.

Рассмотрим меры магнитной индукции с однородными параметрами. В общем случае параметры r_k , C_k , L_k и M_{ik} элементов мер не одинаковы, однако для определенного типа мер они практически равны. К таким мерам относятся катушка (рамка) с сосредоточенной обмоткой, кольца Гельмгольца, длинный соленоид. При равенстве параметров элементов соотношения (4) и (6) существенно упрощаются и принимают вид

$$B_{-} = \frac{I_{\text{вх}} K_B}{1 - \omega^2 L_k C_k + j\omega R_k C_k} \quad (7)$$

$$B_{-} \cong I_{\text{вх}} K_B (1 + \omega^2 L_k C_k - j\omega R_k C_k), \quad (8)$$

где L_k , C_k , R_k — эквивалентные параметры меры, связанные с параметрами элементов зависимостями $L_k = nL_{2i}$; $C_k = \frac{C_i}{n}$; $R_k = nr_i$.

Точность расчета частотной поправки зависит от точности определения параметров элементов меры. Активное сопротивление r_i оказывает незначительное влияние на поправку, так как входит в минимую и малую по абсолютной величине составляющую. Параметр r_i следует учитывать лишь при расчете фазовых сдвигов. Из-за малого влияния этого параметра на точность введения поправки расчет его по геометрическим размерам катушки или измерение на постоянном токе вполне удовлетворяют поставленной задаче.

Величины емкости C_i и индуктивности L_{2i} элемента меры входят как множители в вещественную и наибольшую составляющую поправки, поэтому точность введения ее не может быть выше точности расчета (измерения) этих параметров. Индуктивность катушки в целом и ее элементов может быть рассчитана с точностью, превышающей необходимую для определения частотных поправок [2, 3]. Вследствие малости самой поправки вполне допустимо также применение упрощенных формул [6] и аппроксимаций, позволяющих рассчитать индуктивность с погрешностью 2–5%. Емкость, позволяющая рассчитать индуктивность с погрешностью 2–5%, вычисляющая элементы меры, не может быть рассчитана с такой же высокой точностью. Для многослойных мер магнитной индукции возможна лишь грубая оценка емкости с погрешностью порядка десятков процентов, поэтому чисто расчетный метод введения поправки не может быть рекомендован. Межвитковую емкость однослойных катушек можно рассчитать с погрешностью 5–10% [1, 3]. Следовательно, и частотная поправка может быть вычислена с такой же погрешностью.

Для мер магнитной индукции с однородными параметрами пригоден расчетно-экспериментальный метод введения поправок. Эквивалентные параметры катушки могут быть измерены с погрешностью 1–3% [5, 6], что приведет к погрешности расчета поправки по формулам (7) и (8) в 2–5%. Подобная методика рекомендуется в работе [7] для расчета частотной поправки постоянной по индукции многовитковой рамки.

Расчетно-экспериментальный метод может быть распространен и на меры с произвольным распределением параметров элементов, однако при этом будет иметь место завышение поправки. В качестве примера рассмотрим расчет частотной поправки однослойного соленоида для звукового диапазона частот. Как указывалось, частоты собственного резонанса однослойных мер лежат в диапазоне 10^2 — 10^7 гц, поэтому поправка будет рассчитываться по формуле (6).

Пусть дана однослойная катушка (соленоид) с длиной намотки $2c$, радиусом a , диаметром провода d и шагом намотки h . Диэлектрическая проницаемость пространства, окружающего проводники, равна электрической постоянной ϵ_0 . Магнитная постоянная составляет μ_0 , удельное сопротивление материала проводников — ρ . В качестве элемента меры магнитной индукции использован виток обмотки. Легко показать, что при диаметре катушки, более чем в 20 раз превышающем диаметр провода и шаг намотки, расчет межвитковой емкости можно производить без учета кривизны проводника, что приведет к завышению емкости не более чем на 2%. В противном случае для расчета емкости двух соседних круговых проводников следует воспользоваться методом Хоу [4]. Активное сопротивление, ввиду его малого влияния на величину поправки, при любом диаметре катушки вычисляется без учета кривизны провода. Если предположить, что рассматриваемый соленоид имеет большой диаметр, то сопротивление витка r и межвитковая емкость составят

$$r_i = \frac{8\rho a}{d^2} \quad (9)$$

$$C_i = \frac{2\pi^2\epsilon_0 a}{\ln\left(\frac{n}{d} + \sqrt{\frac{n^2}{d^2} - 1}\right)} \quad (10)$$

Межвитковая емкость и сопротивление не зависят от координаты витка по оси катушки. Эквивалентная индуктивность витка, равная величине магнитного потока, проходящего через виток, при силе тока I a может быть вычислена по формуле [2]

$$L_{\text{эл}} = \frac{\Phi}{I} = \frac{2\mu_0 a^2}{n} \left\{ \text{sign}(c+z) [K(\sin \alpha_+) - E(\sin \alpha_+)] \times \right. \\ \left. \times \text{sign}(c-z) [K(\sin \alpha_-) - E(\sin \alpha_-)] \frac{\text{ctg } \alpha_-}{\sin \alpha_-} \right\} \quad (11)$$

где z — расстояние от центра соленоида до плоскости витка ($\text{ctg } \alpha_{\pm} = \frac{|c \pm z|}{2a}$); $K(\sin \alpha)$ и $E(\sin \alpha)$ — полные эллиптические интегралы I и II рода.

Формула (11) неудобна для практических расчетов. Для соленоидов с отношением длины к диаметру $l/D = c/a = 1/q(1-10)$ она может быть аппроксимирована выражениями

$$L_{\text{эл}} \cong \frac{\pi\mu_0 a^2}{h} \frac{1}{\sqrt{1+0,8q^2}} \quad \text{при } 0 < z < c-p; \\ L_{\text{эл}} \cong \frac{\pi\mu_0 a^2}{h} \frac{1}{\sqrt{1+0,8q^2}} \left(1 - 0,4 \frac{z-c+p}{p}\right) \quad \text{при } c-p < z < c, \quad (12)$$

где

$$q = \frac{a}{c} = \frac{D}{l},$$

$$p = c \left(0,15 + \frac{q}{2} \right).$$

Можно показать, что индуктивность витка, вычисленная при помощи (12), для соленоидов указанной конфигурации отличается от индуктивности, рассчитанной по формуле (11), не более чем на 5%. Подставив (9) и (10) в (6) и заменив суммирование интегрированием по оси соленоида, определим переменную магнитной индукции в его центре

$$B_z \cong I_{\text{из}} K_B \left[1 - j\omega \frac{16\pi^2 a^2 \mu_0 \epsilon_0}{d^2 \ln \left(\frac{h}{d} + \sqrt{\frac{h^2}{d^2} - 1} \right)} + \right.$$

$$+ j\omega^2 \frac{2\pi^2 a^2 \mu_0 \epsilon_0}{h \sqrt{1 - 0,8q^2} \ln \left(\frac{h}{d} + \sqrt{\frac{h^2}{d^2} - 1} \right)} + 0,4\omega^3 \times$$

$$\times \frac{2\pi^2 a^2 \mu_0 \epsilon_0}{h \sqrt{1 + 0,8q^2} \ln \left(\frac{h}{d} + \sqrt{\frac{h^2}{d^2} - 1} \right)} \left(\frac{c-p}{p} - \frac{(c-p)^2}{cp} \frac{\sqrt{a^2 + c^2}}{\sqrt{a^2 + (c-p)^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{a^2}{cp} - \frac{a^2}{cp} \frac{\sqrt{a^2 + c^2}}{\sqrt{a^2 + (c-p)^2}} \right) \quad (13)$$

Частотная поправка (13) представляет собой сумму трех слагаемых, причем последнее, учитывающее неоднородность индуктивности витков катушки, всегда отрицательно. Для соленоидов с полудлиной намотки s , равной радиусу a и $2a$, последнее слагаемое составит $-0,08$ и $-0,01$ предыдущего слагаемого. Для удлиненного соленоида последнее слагаемое обращается в нуль и выражение (13) принимает вид формулы (8), как это и предполагается для меры магнитной индукции с равномерно распределенными параметрами элементов.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что однослойный соленоид с длиной, равной двум диаметрам и более, можно считать системой с равномерно распределенными параметрами. Хотя эффект некоторого уменьшения частотной зависимости меры магнитной индукции с неоднородными параметрами элементов по сравнению с аналогичной однородной мерой показан на частном примере, он имеет общий характер. Для любой меры изменения магнитной индукции, рассчитанное по частоте собственного резонанса, всегда завышено, что гарантирует от недооценки погрешности.

Приведенный пример относится к однослойному соленоиду с равномерным шагом намотки без разрывов. Однако предложенная методика и формулы могут быть использованы для расчета частотной погрешности и других видов однослойных катушек, в частности, однослойного соленоида с кусочно-неравномерным шагом намотки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровков Е. И. Расчет паразитных емкостей экранированных катушек индуктивности с однослойной намоткой. «Радиотехника», 1968, № 4.
2. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. Изд. иностр. литер., 1961.
3. Кротков И. Н. Точные измерения электрических емкости и индуктивности. Изд. Комитета стандартов мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1966.

4. Нейман Л. Р., Калантаров П. Д. Теоретические основы электротехники, ГЭИ, 1959.

5. Годоров П. М. Мостовые методы определения собственной емкости катушек индуктивности. «Электросвязь», 1960, № 12.

6. Börner S., Halst W. Die Frequenzabhängigkeit des Scheinwiderstands von einlagigen Zylindrischen Luftspulen, Frequenz 1965, № 5, № 6.

7. Green P. NBS Field-Strength Standards and Measurements (30Hz to 1000MHz), Proceedings of the IEEE, v. 55, № 6, June 1967.

Поступила в редакцию
17.VI.1970 г.

УДК 538.521 : 621.318.4 : 389.15.088

Ю. С. ДОВГАЛЮК, В. Г. САВЕНКО
ВНИИМ

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СИСТЕМЫ МЕР МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В процессе магнитных исследований часто приходится в месте расположения преобразователя магнитометра создавать пространственно-однородное магнитное поле. Обычно однородное магнитное поле получают с помощью катушек Гельмгольца [1], причем степень однородности и протяженность его существенно зависят от размера

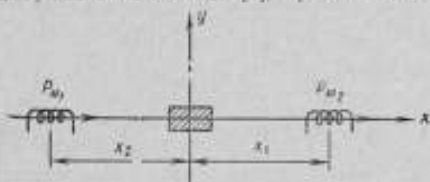


Рис. 1. Расположение дипольной катушки в системе координат.

и формы используемых катушек. Так расстояние между катушками, на котором вторая производная поля по расстоянию обращается в нуль в центре системы (расстояние Гельмгольца), у круговых катушек равно половине диаметра катушки, а у квадратных — 0,5445 длины стороны квадрата [2]. Кроме того, громоздкость, плохой доступ к однородному участку поля, а в ряде случаев и к пре-

образователю магнитометра затрудняют применение трехкомпонентных катушек Гельмгольца.

Во ВНИИМ были проведены работы по созданию однородного магнитного поля с помощью системы ориентированных мер магнитного момента типа соленоидов. Соленоид представляет собой намотанный на цилиндрическую поверхность проводник. Протекающий по проводнику ток создает магнитное поле как в полости соленоида, так и вне его. Мы будем рассматривать поле соленоида, диаметр которого d значительно меньше его длины l ($d \ll l$). При этом в окрестности соленоида создается поле такой же величины, как и в случае применения схематического магнита*.

Магнитное поле, создаваемое такой катушкой в некоторой точке A пространства, можно определить, если известны значения дипольных моментов P_m и расстояние от центра дипольной катушки до этой точки. Инвариантность задачи позволяет выбрать для ее решения любую систему координат. Например, если взять прямоугольную систему координат (рис. 1), то в точке A плоскости с координатами x и y составляющие H_x и H_y вектора напряженности магнитного поля можно вычислить по известным выражениям

$$H_x = \frac{P_m}{r^3} [2(x - x_0)^2 - (y - y_0)^2]$$

$$H_y = \frac{3P_m}{r^3} (x - x_0)(y - y_0),$$
(1)

и

* Магнит. заряды (магнитные) которого можно рассматривать как сосредоточенные в двух полюсах.

где $r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2$ — расстояние от дипольной катушки до точки наблюдения.

Задача состоит в том, чтобы с помощью системы дипольных катушек — мер магнитного момента — создать известное однородное магнитное поле в некотором пространстве, например, в окрестности начала координат. Рассмотрим систему из двух дипольных катушек. Структура магнитного поля диполя подсказывает целесообразность следующего расположения соленоидов в пространстве: их оси должны быть параллельны друг другу и осям координат, при этом должна быть выдержана пространственная симметрия относительно объема однородного магнитного поля.

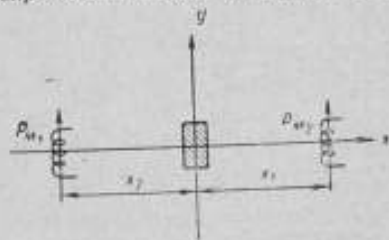


Рис. 2. Соосное расположение двух дипольных катушек вдоль оси x .

В первом случае расположим оси катушек с дипольными моментами P_{m1} и P_{m2} вдоль оси ox (первое гауссово положение) симметрично началу координат (рис. 2). Разложим выражение (1) для каждой дипольной катушки в ряд Маклорена и выясним, какие из его составляющих обратятся в нуль. Компоненты напряженности магнитного поля каждой катушки можно представить в виде

$$H_x = a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + a_4y^2 + a_5xy + \dots \quad (2)$$

и

$$H_y = b_0 + b_1x + b_2y + b_3x^2 + b_4y^2 + b_5xy + \dots$$

где a и b — коэффициенты ряда Маклорена.

Суммарное поле, создаваемое каждой катушкой в отдельности, как суперпозиция полей, создаваемых каждой катушкой в отдельности. Тогда, вследствие симметрии системы, в выражении для результирующей напряженности поля линейные члены должны отсутствовать, а поле в начале координат должно быть равно удвоенному полю, создаваемому одной катушкой.

Действительно,

$$\begin{aligned} a_{0k} &= \frac{P_{mk}(2x_k^2 - y_k^2)}{r_k^3}; & b_{0k} &= \frac{3P_{mk}x_ky_k}{r_k^3}; \\ a_{1k} &= -\frac{3P_{mk}x_k(2x_k^2 - 3y_k^2)}{r_k^5}; & b_{1k} &= a_{2k}; \\ a_{2k} &= \frac{3P_{mk}x_k(4x_k^2 - y_k^2)}{r_k^5}; & b_{2k} &= \frac{3P_{mk}x_k(x_k^2 - 4y_k^2)}{r_k^5}; \\ & \dots & & \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь k — номер дипольной катушки ($k=1$ или $k=2$).

Тогда при $P_{m1} = P_{m2} = P_m$, $x_1 = -x_2 = c$ и $y_1 = y_2 = 0$

$$\begin{aligned} a_{01} &= \frac{2P_m}{c^3}; & b_{01} &= 0; \\ a_{11} &= -\frac{6P_m}{c^5}; & b_{11} &= 0; \\ a_{21} &= 0; & b_{21} &= \frac{3P_m}{c^5}; \\ a_{31} &= \frac{6P_m}{c^7}; & & \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогичны выражения и для коэффициентов разложения второй катушки. Согласно [2], суммарная напряженность магнитного поля в начале

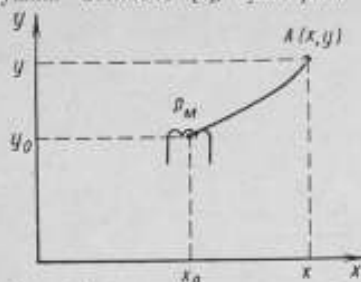


Рис. 3. Расположение двух дипольных катушек параллельно оси x .

координат равна $4P_M/c^3$, члены, содержащие x и y в первой степени, исчезают и первыми членами, характеризующими неоднородность поля, остаются квадратичные члены. Если катушки расположить, как показано на рис. 3 (второе гауссово положение), то исчезают и остаются те же члены, а поле в нулевой точке оказывается равным $2P_M/c^3$. При этом степень неоднородности полученного магнитного поля будет определяться величиной оставшихся членов, т. е. в первом и втором (рис. 2 и 3) случаях имеем соответственно

$$H_x = \frac{4P_M}{c^3} \left[1 + 6 \left(\frac{x}{c} \right)^2 + \dots \right]; \quad H_y = \frac{4P_M}{c^3} \left[1 + 3 \left(\frac{y}{c} \right)^2 + \dots \right]$$

и

$$H_x = \frac{2P_M}{c^3} \left[1 + 4,5 \left(\frac{x}{c} \right)^2 + \dots \right]; \quad H_y = \frac{2P_M}{c^3} \left[1 + 6 \left(\frac{y}{c} \right)^2 + \dots \right].$$

Следовательно, используя систему из четырех и более катушек, и расположив их в пространстве попарно таким образом, что исчезнет еще боль-

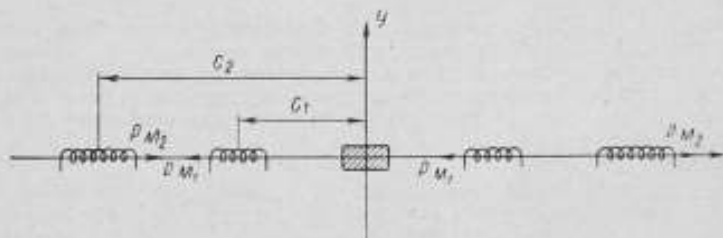


Рис. 4. Расположение четырех дипольных катушек вдоль оси x .

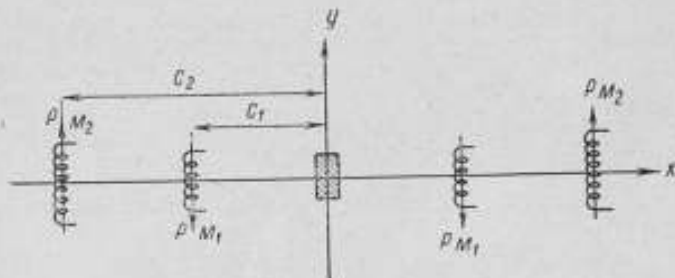


Рис. 5. Расположение четырех дипольных катушек параллельно оси x .

шее число членов ряда Маклорена и можно повысить однородность магнитного поля.

С целью проверки возможности создания однородного магнитного поля в некотором рабочем объеме был изготовлен макет устройства, состоящего из двух образцовых и двух корректирующих катушек. Если при этом магнитный момент корректирующих катушек $P_{м1}$ не равен магнитному моменту образцовых катушек $P_{м2} = nP_{м1}$, то, как показано в работе [2], несмотря на некоторое ослабление поля, однородность его существенно повышается, так как остаются члены четвертого порядка малости. Прежде всего была проверена симметрия системы и исследована область однородности полученного магнитного поля. С этой целью были проведены измерения для системы катушек, расположенных, как показано на рис. 4 и 5, при $n=1/32$ $c_{обр}=64, 74, 84, 94, 104, 114, 124, 134$ см и $c_{корр}=32, 37, 42, 47, 52, 57, 62, 67$ см.

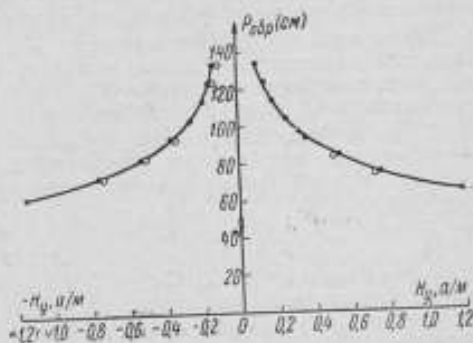


Рис. 6. Зависимость напряженности магнитного поля от расстояния между катушками.

Таблица 1

| $H_x, \text{ а/м}$ | $c_{обр}, \text{ см}$ | $60 \left(\frac{x}{c}\right)^4$ | $\frac{H_n}{H_{n+1}}$ | $\frac{c_{n+1}}{c_n^2}$ |
|--------------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| 2,0 | 64 | 0,138 | 1,54 | 1,52 |
| 1,3 | 74 | 0,076 | 1,42 | 1,44 |
| 0,91 | 84 | 0,046 | 1,46 | 1,37 |
| 0,62 | 94 | 0,029 | 1,37 | 1,35 |
| 0,46 | 104 | 0,019 | 1,24 | 1,34 |
| 0,37 | 114 | 0,013 | 1,24 | 1,26 |
| 0,29 | 124 | 0,0097 | 1,32 | 1,26 |
| 0,22 | 134 | 0,0070 | | |

Примечание: $60 \left(\frac{x}{c}\right)^4$ — степень однородности магнитного поля вдоль оси x для системы рис. 5.

Таблица 2

| $H_y, \text{ а/м}$ | $c_{обр}, \text{ см}$ | $37,5 \left(\frac{y}{c}\right)^4$ | $\frac{H_n}{H_{n+1}}$ | $\frac{c_{n+1}}{c_n^2}$ |
|--------------------|-----------------------|-----------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| 0,94 | 64 | 0,086 | 1,59 | 1,52 |
| 0,59 | 74 | 0,047 | 1,42 | 1,44 |
| 0,41 | 84 | 0,028 | 1,44 | 1,37 |
| 0,29 | 94 | 0,017 | 1,38 | 1,35 |
| 0,21 | 104 | 0,012 | 1,37 | 1,34 |
| 0,15 | 114 | 0,0085 | 1,26 | 1,26 |
| 0,12 | 124 | 0,0061 | 1,36 | 1,26 |
| 0,09 | 134 | 0,0043 | | |

Примечание: $37,5 \left(\frac{y}{c}\right)^4$ — степень однородности магнитного поля вдоль оси y для системы рис. 6.

На рис. 6 представлена зависимость напряженности магнитного поля H_y от расстояния между рабочей областью и образцовыми катушками при токе в системе $0,66 \text{ а}$ и напряжении питания 18 в . Как видно из рис. 6, для системы при изменении направления тока наблюдается хорошая сходимость результатов, следовательно, система симметрична относительно начала координат.

Установлено также, что при повороте всей системы устройства относительно оси x на угол $\alpha = \pm 7^\circ$ симметрия ее сохраняется. Из табл. 1 и 2 для систем рис. 4 и 5 следует, что отношение напряженностей полей должно быть обратно пропорционально кубу расстояний катушек от начала координат. Расчет этих величин показал их удовлетворительную сходимость.

С увеличением расстояния однородность поля повышается. Так

уже при $\epsilon=134$ см отклонение от однородности составляет 0,7% для системы рис. 4 и 0,4% для системы рис. 5. Отношения составляющих напряженности магнитного поля при двух различных значениях ϵ близки к соответствующим отношениям кубов расстояний, что подтверждает, хотя и с некоторой погрешностью, теоретический расчет данного макета.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие заключения: предложенный метод позволит создать почти однородное магнитное поле; симметрия используемой системы удовлетворительна и сохранится при повороте ее относительно оси абсцисс.

В дальнейшем необходимо тщательно исследовать возможные ошибки, обусловленные неточностями изготовления и размещения дипольных катушек, и получить данные для статистических оценок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернышев Е. Т., Студенцов Н. В., Чернышева Н. Г. Магнитные измерения. Изд-во стандартов, 1969.
2. Sönderdrück. Anordnung von Stabmagneten zur Erzeugung homogener Feldbereiche. Zeitschrift für geophysik, 26, H. 5, 1960.

Поступила в редакцию:
8.VII.1970 г.

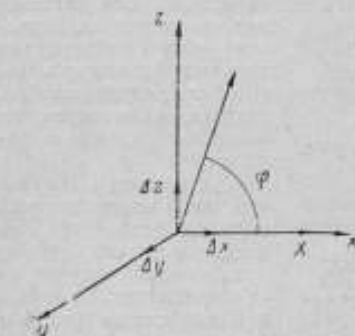
УДК 621.318.42—233:531.531.74.088

Н. В. СТУДЕНЦОВ, В. Я. ШИФРИН
ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ ОСЯМИ КАТУШЕК МЕТОДОМ ПРОТОННОЙ ИНДУКЦИИ

В практике магнитных измерений широко применяются трехкомпонентные системы ортогональных катушек, предназначенные для компенсации поля Земли и его вариаций, проверки трехкомпонентных магнитометров и других целей. Однако методика проверки ортогональности магнитных осей таких систем катушек еще недостаточно разработана.

При изготовлении трехкомпонентных систем катушек ортогональность их магнитных осей обычно достигается юстировкой углов между каркасами обмоток с помощью угломерных устройств. Этот метод не обеспечивает необходимой точности, так как основывается на измерении углов между каркасами, а не между магнитными осями. Для измерения углов между магнитными осями используют феррозондовые магнитометры или измерительные катушки. Однако оба эти метода требуют применения точных угломерных устройств.



Схематическое изображение напряженности магнитных полей поверяемых катушек и магнитного поля Земли.

Метод свободной прецессии протонов обеспечивает высокую точность измерений и не требует угломерных устройств. Измерения целесообразно производить при скомпенсированном поле Земли. Для определения угла между магнитными осями двух катушек необходимо осуществить четыре наблюдения частоты прецессии протонов, коммутируя поочередно ток в каждой из катушек и, следовательно, изменяя направление вектора магнитной индукции.

На рисунке показаны магнитные оси двух катушек, создающих в прямоугольной системе координат x, y и z магнитную индукцию Z и X . Ось x совмещена с направлением магнитной индукции X , а вектор магнитной индукции Z расположен в плоскости xoz . Здесь φ — угол между вектором Z и осью x , т. е. направлением индукции X .

Величины $\Delta x, \Delta y$ и Δz представляют собой нескомпенсированный остаток магнитной индукции поля Земли.

Предположим, что величины $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ остаются неизменными в процессе измерений. Тогда на основании известной формулы ядерного магнитного резонанса и при условии, что направления векторов X и Z изменятся поочередно на противоположные, получим

$$\omega_{11}^2 = \gamma^2 [(\Delta x + X + Z \cos \varphi)^2 + (\Delta z + Z \sin \varphi)^2 + \Delta y^2]; \quad (1)$$

$$\omega_{21}^2 = \gamma^2 [(\Delta x - X + Z \cos \varphi)^2 + (\Delta z + Z \sin \varphi)^2 + \Delta y^2]; \quad (2)$$

$$\omega_{12}^2 = \gamma^2 [(\Delta x + X - Z \cos \varphi)^2 + (\Delta z - Z \sin \varphi)^2 + \Delta y^2]; \quad (3)$$

$$\omega_{22}^2 = \gamma^2 [(\Delta x - X - Z \cos \varphi)^2 + (\Delta z - Z \sin \varphi)^2 + \Delta y^2]. \quad (4)$$

где γ — гиромангнитное отношение протона; $\omega_{11}, \omega_{21}, \omega_{12}, \omega_{22}$ — частоты прецессии протонов при соответствующей комбинации направления вектора магнитной индукции катушек (первый индекс при ω относится к направлению вектора индукции X , второй — к Z). Индекс «1» означает, что направление вектора магнитной индукции катушки совпадает с положительным направлением оси координат, индекс «2» означает, что вектор соответствующей магнитной индукции катушки имеет противоположное направление.

Из уравнений (1), (2) и (4) имеем

$$\omega_{11}^2 - \omega_{21}^2 = \gamma^2 [4X\Delta x + 4XZ \cos \varphi]; \quad (5)$$

$$\omega_{12}^2 - \omega_{22}^2 = \gamma^2 [4X\Delta x - 4XZ \cos \varphi]. \quad (6)$$

Вычитая из формулы (5) выражение (6), получаем

$$\varphi = \arccos A_{xz}, \quad (7)$$

где

$$A_{xz} = \frac{\omega_{11}^2 + \omega_{12}^2 - \omega_{21}^2 - \omega_{22}^2}{8XZ\gamma^2}.$$

Аналогично можно вычислить два других угла между магнитными осями x и y , а также между Z и Y (Y — третья компонента, создаваемая катушкой в направлении оси y прямоугольной системы координат). Таким образом, наблюдая 12 отсчетов частоты и зная величины X, Y и Z , можно определить три угла между магнитными осями катушек.

Величины X, Y, Z могут быть найдены с высокой точностью либо методом ядерного магнитного резонанса, либо по ранее определенной постояннойной катушек и силе тока, протекающего по их обмоткам.

Следует отметить, что формула (7) справедлива при любых значениях $\Delta x, \Delta y$ и Δz , т. е. рассматриваемая методика в принципе позволяет измерить углы любой величины и без компенсации поля Земли. Однако при некоторых значениях углов $\varphi_{xz}, \varphi_{xy}, \varphi_{yz}$ и $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, сравнимых со значительными величинами X, Y, Z , во-первых, увеличиваются погрешности из-за нестабильности величин $\Delta x, \Delta y$ и Δz (поля Земли), а во-вторых, при определенном соотношении между этими величинами индукция близок к нулю. Например, при $\Delta x = \Delta z = X \approx Z, \Delta y \approx Y \approx 0$ и $\varphi \approx 90^\circ$ значение ω_{21} близко к нулю, что невозможно зарегистрировать с помощью аппаратуры, основанной на ядерном магнитном резонансе. Если частота ω_{21} будет настолько велика, что сигнал прецессии наблюдаем, то процесс измерений все же усложняется, так как все 12 наблюдаемых частот прецессии будут значительно отличаться друг от друга и потребуются многократная настройка узкополосного филь-

ра на частоту прецессии. Поэтому наиболее благоприятны условия для измерений при скомпенсированном земном поле и углах между магнитными осями катушек, близких к 90° , что обычно имеет место на практике.

Оценивая погрешности метода, следует отметить, что число измерений может быть сокращено вдвое, если не требуется высокая точность, а компенсация поля Земли осуществлена достаточно хорошо.

Компенсация поля Земли до 30 нТл (с погрешностью до вариаций магнитного поля Земли) не представляет трудностей. При этом систематическая погрешность в соответствии с формулами (5) и (6) составит $\Delta x/Z = 30/Z$. При $Z = 5 \cdot 10^4$ нТл она будет равна $6 \cdot 10^{-4}$, что эквивалентно двум угловым минутам. В спокойные магнитные дни возможна более высокая точность измерений, которая возрастает с числом наблюдений.

Наибольший практический интерес представляет случай, когда магнитные оси трехкомпонентной системы катушек приблизительно ортогональны. В этом случае формулы для расчета упрощаются. Обозначив $\varphi = 90^\circ - \xi$, формулу (7) можно представить в виде степенного ряда

$$\xi = A_{xz} + \frac{A_{xz}^3}{3 \cdot 2} + \dots \quad (8)$$

Определим область применения формулы (8), исходя из требования к точности измерения углов между магнитными осями. Третий член разложения в степенной ряд равен $3A_{xz}^3/60$. При малых углах ξ имеет место приближенное равенство $A_{xz} = \xi$. Поэтому при $\xi = 10^\circ$ член пятой степени эквивалентен углу всего в $2''$, а член третьего порядка — около $3'$. Поскольку ортогональные системы катушек обычно имеют отклонение от взаимной перпендикулярности магнитных осей не более 2° , то для расчетов, как правило, достаточно взять лишь линейный (первый) член разложения (8), который позволяет вычислять углы с погрешностью, не превышающей $6''$.

Измерение углов между магнитными осями по существу является относительным, так как определение X , Y и Z сводится к измерению радиочастоты при условии поддержания неизменным тока в каждой катушке. Поддержание неизменной силы тока в обмотках катушек может быть осуществлено с помощью компенсатора и образцовой катушки сопротивления с погрешностью до 0,0005%. Имея в виду, что

$$X = \frac{\omega_1}{\gamma}, \quad Z = \frac{\omega_2}{\gamma} \quad \text{и} \quad Y = \frac{\omega_3}{\gamma},$$

выражение для величины A_{xz} запишем так:

$$A_{xz} = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 - \omega_3^2 - \omega_4^2}{8\omega_1\omega_2} \quad (9)$$

Из выражений (9) и (7) следует, что систематические погрешности измерения угла φ малы и определяются погрешностью определения частоты образцового генератора. Обычно эти погрешности составляют $5 \cdot 10^{-7}$.

Погрешность измерений угла, таким образом, зависит от погрешности отсчета частоты, которая обычно равна 0,02 гц.

Из формулы (9) имеем

$$\delta A_{xz} \cong \frac{1}{8\omega_1\omega_2} \sqrt{4 \sum \omega_i^2 \delta\omega_i^2 + A_{xz}^2 (\omega_1^2 \delta\omega_2^2 + \omega_2^2 \delta\omega_1^2)} \quad (10)$$

где ω_i и $\delta\omega_i$ — соответственно частота и погрешность ее измерения. Так как в случае компенсации поля Земли $\omega_1 \cong \omega_2 \cong \omega_3 \sqrt{2} = \omega$, а все значения $\delta\omega_i$ равны между собой, то выражение (10) можно упростить

$$\delta A_{xz} = \frac{1}{8\omega^2} \sqrt{16\omega^2 \delta\omega^2 + A_{xz}^2 2\omega^2 \delta\omega^2} = \frac{\delta\omega}{8\omega} \sqrt{16 + 2A_{xz}^2}$$

Учитывая малость величины A_{xz} , получим $\delta A_{xz} = \frac{\delta a_0}{2a_0}$.

Частота ω составляет обычно около 2500 гц. При этом $\delta A_{xz} = 0,02/5000 = 4 \cdot 10^{-6}$, или $0,8''$.

Погрешность измерения угла между двумя магнитными осями $\delta \xi_{\text{в}}$ от нестабильности поля Земли (или неполной компенсации вариаций) можно оценить на основании формул (1—4).

Полагая, что вариации по всем составляющим одинаковы, т. е. $\delta \Delta x = \delta \Delta y = \delta \Delta z = \delta_{\text{в}}$, и изменяя по случайному закону, находим

$$\Delta T = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2;$$

$$\delta \xi_{\text{в}} = \frac{\sqrt{\Delta T^2 + T^2}}{4XZ} \delta_{\text{в}},$$

где $\Delta T = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2$; $T^2 = X^2 + Z^2$; $\delta_{\text{в}}$ — средняя квадратическая погрешность, обусловленная вариациями.

Погрешность $\delta \xi_{\text{в}}$, таким образом, определяется величиной ΔT . При компенсации земного поля $\Delta T \ll T$ она уменьшается и составляет

$$\delta \xi_{\text{в}} = \frac{T}{4XZ} \delta_{\text{в}}.$$

Поскольку измерения удобно проводить при $X=Z$, то

$$\delta \xi_{\text{в}} = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{\delta_{\text{в}}}{X}.$$

При оценке средней квадратической погрешности будем исходить из следующих соображений. Закон распределения случайной величины $\delta_{\text{в}}$ нам не известен, однако из опыта известны пределы, в которых она может изменяться.

В загородных условиях за время четырех измерений с коммутированием поля катушек (около 2—3 минут) изменение поля Земли в умеренные магнитные дни, как правило, не превышает 10 $\mu\text{га}$. Для оценки погрешности предположим, что случайная величина распределена по равномерному закону.

Тогда $\delta_{\text{в}} = \frac{10}{2\sqrt{3}}$ итд. Учитывая, что $X = 0,5 \cdot 10^{-4}$ итд, найдем

$$\delta \xi_{\text{в}} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2}{3}} 2 \cdot 10^{-4} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{3}} 10^{-4} = 2 \cdot 10^{-5}.$$

Полученная величина соответствует $4'$ и может быть снижена при увеличении числа наблюдений.

Таким образом, погрешность измерения углов между магнитными осями методом ядерной индукции определяется в основном погрешностями случайного характера. Точность измерения при этом ограничивается конечным отношением сигнала к шуму, временем существования ядерного сигнала, нестабильностью сторонних полей и нестабильностью силы тока в обмотках катушек. Однако эти погрешности могут быть снижены путем увеличения числа измерений до $1'$.

Поступила в редакцию
15.VII.1970 г.

УДК 621.317.444:535

А. П. НАУМОВ
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ НАКАЧКИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ КВАНТОВОГО ПАРОРУБИДИЕВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Применение буферных газов и покрытий при оптической ориентации атомов паров щелочных металлов повышает эффективность накачки. Однако

при этом наряду с усилением сигналов происходит модификация энергии подуровней основного состояния атомов, заключающаяся в изменении ширины и смещении линий магнитного резонанса [1, 2]. Модификация энергии подуровней может быть вызвана также освещением атомов фотонами резонансного света [3]. Указанные сдвиги носят аддитивный характер и наблюдаются на разрешенных сигналах, имеющих форму Лоренца.

При работе магнитометра в слабых полях происходит значительные сдвиги за счет освещения атомов фотонами резонансного света. Изменение частоты зеемановых переходов непосредственно из-за смещения сверхтонкого расщепления основного состояния под действием буферных газов и покрытий пренебрежимо мало*. Тем не менее именно наличием буферных газов (покрытий) при различных давлениях и температурах в источнике излучения и в ячейке поглощения обусловлено несоответствие линий поглощения и излучения (в пределах ширины наблюдаемой линии D_1). Следствием этого и является сдвиг низкочастотных зеемановых резонансов при изменении интенсивности света накачки. Несмотря на то, что световой поток обычно контролируется с погрешностью 1—2% (например, по току фотодетектора), необратимые процессы, происходящие в различных элементах накачивающей системы преобразователя: в спектральной лампе, в поляроидах и фильтрах и, наконец, в самой ячейке — могут привести к изменению светового потока в несколько раз.

Сдвиги частоты атомного перехода под действием фотонов оптического излучения, с помощью которого производится накачка и детектирование сигналов двойного резонанса, вызываются виртуальными переходами, аналогичными сдвигам резонансных частот слабо связанных осцилляторов. При этом происходит следующее. Если свет накачки содержит нерезонансные частоты ν и ν_0 , то атом не может совершать реальные переходы, так как энергия не сохраняется. Но при наложении условия ограниченного времени (меньшего $\frac{1}{\nu - \nu_0}$) в соответствии с соотношением неопределенности, возможен виртуальный переход, при котором какая-то доля энергии возбужденного состояния передается основному состоянию или «смещает» его.

Наиболее полное объяснение этого явления было дано Тангуджи [3] в рамках квантовой теории оптической накачки. На основе формализма квантовой электродинамики им выведены уравнения для всего цикла оптической накачки, а также общее выражение для сдвига частоты такого происхождения

$$\Delta\nu = \int_0^{\infty} \frac{u(\nu) |A_{\nu}|^2 (\nu - \nu_0)}{\left(\frac{\Gamma^2}{4}\right) + (\nu - \nu_0)^2} d\nu, \quad (1)$$

где $u(\nu)$ — спектральное распределение оптического излучения; ν и ν_0 — соответственно частота фотонов, взаимодействующих с атомом, и фотонов, соответствующих резонансному переходу; A_{ν} — множитель, характеризующий интенсивность процесса поглощения и пропорциональный $1/\sqrt{\nu}$; Γ — естественная ширина резонансной линии.

Сдвиги частоты такого вида наблюдались в стандартах частоты при оптической накачке Cs и ^{87}Rb [4, 5] и достигали 200 $\mu\text{г}$.

Эксперименты, проведенные во ВНИИМ с ^{87}Rb показали, что низкочастотные зеемановы резонансы, используемые в магнитометрах на оптической накачке, смещаются на 3—7 $\mu\text{г}$ при изменении интенсивности света накачки в два раза ($1,0$ — $0,5 \cdot 10^{14}$ фотон/см²сек). Эксперименты проводились в полях с магнитной индукцией $(1,5 \div 3) \cdot 10^{-4}$ гл и, таким образом, отно-

* Изменение частоты зеемановых переходов незначительно проявляется лишь в квадратичном и последующих членах формулы Брейта—Раби, величина которых мала.

сительная величина сдвигов составляла несколько единиц 10^{-6} . При использовании в качестве рабочего вещества источника излучения естественного рубидия при накачке колбы с ^{85}Rb или с парами ^{87}Rb сдвиги достигают 10 гд. Таким образом, величина их сравнима со смещением максимума неразрешенной линии при изменении интенсивности составляющих компонент [6] и знак сдвига опровергается при смене поляризации света.

Как показали исследования, проводившиеся с парорубидиевым магнитометром во ВНИИМ с 1965 по 1970 гг., при длительной работе накачивающей системы интенсивность света накачки может измениться в несколько раз.

Таблица 1

| Вещество-наполнитель | Световой поток лампы | | | | Изготовитель |
|---|-----------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------|
| | после ее изготовления | через 100 ч работы | через 200 ч работы | через 300 ч работы | |
| $^{87}\text{Rb} + 260 \text{ Ar}$, $\mu/\text{м}^2$ | 1,0 | 1,0 | 0,95 | 0,95 | ВНИИМ |
| То же | 0,9 | 0,95 | 0,9 | 0,8 | То же |
| " | 0,9 | 0,2 | 0,9 | " | " |
| " | 1,1 | 1,1 | 0,9 | 0,9 | " |
| $+ 260 \text{ Ar}$, $\mu/\text{м}^2$ | 1,0 | 1,0 | 0,9 | 0,9 | " |
| " | 0,9 | 0,9 | 0,8 | 0,85 | " |
| " | 1,1 | 0,95 | 0,95 | 0,9 | " |
| $+ 260 \text{ Ar}$, $\mu/\text{м}^2$ | 1,3 | 1,2 | 1,1 | 1,1 | " |
| " | 1,1 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | " |
| " | 1,1 | 0,9 | 1,0 | 0,9 | " |
| $+ 200 \text{ Ar}$, $\mu/\text{м}^2$ | 0,8 | 0,75 | 0,75 | 0,7 | ЛНИРТИ |
| " | 1,1 | 1,05 | 1,05 | 1,0 | То же |
| $^{87}\text{Rb} + 200 \text{ Ar}$, $\mu/\text{м}^2$ | 1,0 | — | — | — | " |
| $^{87}\text{Rb} + 200 \text{ Kr}$, | 1,0 | 0,95 | 0,95 | 0,9 | " |
| " | 0,9 | 0,8 | 0,8 | 0,7 | НИИГРН |
| " | 0,9 | 0,9 | 0,9 | 0,8 | То же |
| " | 1,1 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | " |
| 200 Kr , $\mu/\text{м}^2$ | 1,0 | 0,15 | — | — | " |
| " | 0,9 | 0,8 | 0,8 | 0,7 | " |
| $^{85}\text{Rb} + 200 \text{ Kr}$, $\mu/\text{м}^2$ | 1,1 | 1,1 | 1,0 | 1,0 | " |
| " | 1,0 | 1,0 | 0,9 | 0,9 | " |
| " | 0,9 | 0,8 | 0,75 | 0,7 | " |
| 200 Ar , $\mu/\text{м}^2$ | 1,1 | 0,1 | — | — | " |
| " | 1,1 | 1,0 | 1,0 | 0,7 | " |
| " | 0,8 | 0,8 | 0,7 | 0,9 | " |

Примечание. Прочерк означает, что лампа практически вышла из строя: световой поток упал более чем в 10 раз.

В табл. 1 приведены результаты измерений светового потока 25 рубидиевых спектральных ламп с различным наполнением в относительных единицах; сразу же после изготовления и через 100—300 ч работы. Все лампы сферической формы диаметром 10—12 мм были изготовлены из стекла СБ1-1. Отчетливо наблюдалось уменьшение светового потока на 10—20% у всех ламп в течение длительного времени работы (за 1,0 условно принят световой поток лампы, который вызывал ток на контрольном фотодиоде около 300 мка).

Лампы, изготовленные из молибденового стекла, изменяют световой поток значительно быстрее. Баллон такой лампы темнеет в результате химического взаимодействия Rb со стеклом.

В табл. 2 приведены характеристики девяти интерференционных фильтров, изготовленных в ГОИ и ЛОМО, и поведение их с течением времени. Условия работы — лабораторные при изменении окружающей температуры от 5 до 35°С и влажности до 100%.

Таблица 2

| Номер фильтра | Длина волны максимального пропускания (λ_m), нм | Полуширина линии пропускания ($\Delta\lambda$), нм | Процент пропускания (T_m) | Год изготовления | Технические характеристики | |
|---------------|---|--|-------------------------------|------------------|---|---|
| | | | | | через 2 года | через 3 года |
| 1 | 796 | 20 | 36 | 1962 | $T_{795} = 1\%$ | Не проверялись То же $T_{795} = 2\%$ |
| 2 | 794 | 22 | 34 | * | $\lambda_m = 798, T_{798} = 12\%$ $\lambda_m = 796, \Delta\lambda = 32,$ $T_m = 22\%$ | |
| 3 | 798 | 20 | 40 | * | $T_m = 22\%$ | $T_{797} = 6\%$ $T_{796} = 34\%$ $T_{795} = 12\%$ |
| 11 | 797 | 3,6 | 71 | 1966 | $\lambda_m = 797, T_m = 68\%$ | |
| 14 | 796 | 3,8 | 68 | * | $\lambda_m = 796, T_m = 65\%$ | |
| 15 | 795 | 3,5 | 72 | * | $\lambda_m = 797, T_m = 60\%$ | |
| | | | | * | $\lambda_m = 802, T_m = 38\%$ | |
| 1—1 | 795 | 11 | 36 | 1968 | $T_{795} = 14\%$ | — |
| 1—2 | 794 | 11 | 37 | * | Без изменений | — |
| 1—3 | 796 | 10 | 38 | * | То же | — |

Как видно из табл. 2, через два-три года не только значительно изменяется пропускание фильтра T_m , но может также сдвигаться длина волны максимума пропускания и увеличиваться полуширина линии пропускания, что вызывает изменение достигаемой степени поляризации Rb-ячейки.

Качество фильтра определяется соотношением линий D_1 и D_2 после прохождения его при условии, что на входе их отношение равно единице. Выпускаемые промышленностью интерференционные фильтры Rb не полностью отвечают требованиям практики именно по этой характеристике: отношение D_1/D_2 не превышает 20—30. Это отношение в значительной степени зависит от угла падения луча и в некоторых фильтрах изменяется по полю фильтра в несколько раз. Таким образом, при работе на неразрешенном сигнале, если пучок света неоднороден по интенсивности, регистрируемый экстремум будет зависеть даже от положения фильтра. Изменение соотношения линий D_1/D_2 в два-три раза влечет за собой сдвиг резонансной частоты порядка 10^{-5} в поле Земли.

Исследование длительной работы поляризаторов, применяемых для накачки рубидия, показало, что хотя пропускание самого поляризатора на рабочей длине волны $\lambda = 795$ нм изменяется во времени мало (1—10%), поляризующая способность поляризатора, зависящая от отношения главных пропусканий, изменяется столь значительно, что во многих случаях это является главной причиной уменьшения сигнала в магнитометре и сдвигов частоты в несколько единиц 10^{-6} в поле Земли; заметные изменения происходили практически со всеми поляризаторами при длительной их работе при 60°С. При комнатной температуре после двух лет хранения и 100 ч работы с потоками резонансного света 10^{14} — 10^{17} фотон/см²·сек отношение главных пропусканий у некоторых поляризаторов также менялось в несколько раз. Следует отметить, что технические характеристики даже лучших поляризаторов значительно уступают введенным в работе [7]. Ухудшение поляризующей способности поляризатора наблюдается из-за того, что со временем поляризаторная пленка сжимается в направлении вытягивания, что происходит, очевидно, из-за невысоких свойств

применяемых клеев. В результате уменьшения отношения главных пропусканий снижается эффективность накачки, изменяется соотношение интенсивностей зеемановых резонансов и при работе на неразрешенном сигнале, также как и при изменении интенсивности света и амплитуды радиополя, происходит сдвиг максимума суммарной огибающей. Причиной изменения величины сигнала при снижении эффективности накачки является также отравление и дезориентация паров рубидия газами, выделяемыми стенками ячеек или материалом покрытия (полаксиланы, парафин), и коагуляция капелек металла покрытием («миграция» парафина).

В ячейках с покрытием, как и в ячейках с буферным газом, происходит «миграция» металла и осаждение его на стенках, вследствие чего изменяется пропускание ячейки. При давлениях буферного газа в ячейке свыше 2700 н/м^2 (20 мм рт. ст.) миграция металла не наблюдалась. При меньших давлениях буферных газов и при скоростях разогрева и охлаждения ячеек свыше 5°С/мин изменялось пропускание ячейки из-за «миграции» Rb до 10 и даже 20%. Налет металла с торцов ячейки с буферным газом можно легко устранить путем 10—15-минутного разогрева торца в мягком пламени газовой горелки. Изменения же пропускания или сигнала ячеек с покрытием практически необратимы. Таким образом, очевидно, что при создании и аттестации квантовых магнитометров необходим контроль за количеством света, прошедшего через ячейку. Ток короткого замыкания фотодетектора является мерой светового потока и должен быть паспортной характеристикой прибора. Желательно также при исследовании прибора определять смещение резонансной (выходной) частоты с изменением интенсивности света (тока фотодетектора).

При работе на неразрешенном сигнале указанные выше сдвиги максимума огибающей симметричны при смене знака поляризации света. Таким образом, погрешность измерений такого рода можно уменьшить, если результат брать из полусуммы двух показаний магнитометра, поворачивая на 90° поляризатор относительно четвертьволновой пластины или разворачивая на 180° весь прибор. Световые сдвиги, наблюдаемые на разрешенных сигналах, могут быть уменьшены путем снижения интенсивности света накачки или, если последнее нежелательно, сменой знака поляризации света, применением импульсной накачки и регистрации частоты свободной прецессии атомов [8, 9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen E., Takeo M. Rev. of Mod. Phys. v. 29, p. 20, 1957.
2. Arditi M. S. Phys. Radium, v. 19, p. 873, 1958.
3. Cohen-Tannoudje C. Thèse, Paris, 1962.
4. Arditi M., Carver T. Phys. Rev. v. 124, p. 74, 1961.
5. Семенов С. В. К вопросу о сдвигах частоты в стандартах с оптической накачкой. «Вопросы радиоэлектроники», сер. XII, вып. 10, 1966.
6. Дишевская Е. И., Козлов А. Н., Пестов Е. Н. Сдвиги частоты цезиевого магнитометра в земном магнитном поле. Фрунзе, «ИЛИМ», 1968.
7. Лебедева В. Н., Дистлер Г. И., Гречушников Б. Н. Оптическая анизотропия металлических текстур. ДАН СССР, т. 167, № 5, 1968.
8. Arditi M. Mem. de l'artillerie Française, t. 39, № 12, p. 485, 1965.
9. Наумов А. П. Метрологические возможности магнитометров с оптической накачкой, основанных на индуцированном микроволновом излучении. Фрунзе, «ИЛИМ», 1968.

Поступила в редакцию
10.VI.1970 г.

ВЛИЯНИЕ РЕАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ И МАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ НА ЧАСТОТУ ЗЕЕМАНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

При оптической ориентации атомов щелочных металлов освещение фотонами резонансного света вызывает модификацию их энергии за счет привнесения P -состояний в S -состояние, которая характеризуется изменением линейного коэффициента формулы Брейта—Раби*. Кроме того, вследствие магнитного взаимодействия атомов изменяется магнитная индукция вблизи их.

Рассмотрим оба явления, а также связанные с ними погрешности определения резонансной частоты. При работе с ячейками поглощения, имеющими

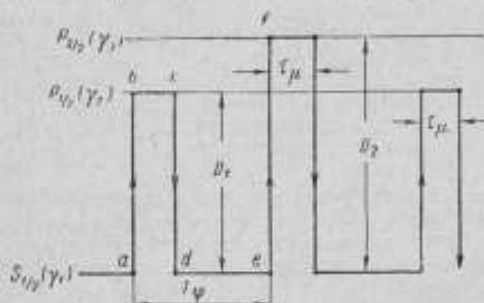


Рис. 1. Схема процесса оптической накачки при помощи двух оптических компонент D_1 и D_2 .

буферные покрытия, нет необходимости в фильтрации тонкой компоненты D_1 , так как дезориентация подуровней в возбужденном состоянии незначительна [1]. При этом происходит циркуляция когерентности [2, 3], заключающаяся в том, что имеется связь зеемановых эффектов основного и возбужденного состояний атома. Если частота ларморовой прецессии атома в возбужденном состоянии f_{μ} отличается от частоты прецессии $f_m = f_0$ основного состояния, то наблюдаемая частота уменьшается или увеличивается (в зависимости от знака $f_m - f_{\mu}$) за

счет привнесения возбужденного состояния.

На рис. 1 схематично показан процесс оптической накачки при помощи двух оптических компонент D_1 и D_2 . На нем условно объединены все сверхтонкие структуры линий, так как нас интересует лишь тот факт, что гироманнитное отношение атома γ в $S_{\frac{1}{2}}$, $P_{\frac{1}{2}}$ и $P_{\frac{3}{2}}$ — состояниях неодинаково

($\gamma_2 < \gamma_1 < \gamma_3$). Процесс накачки развивается следующим образом. Атом, находящийся в точке a , поглотив фотон с частотой, соответствующей линии D_1 , оказывается в точке b . Через время τ_{μ} , определяемое обратной величиной ширины линии D_1 , он испустит фотон и окажется в точке d . Время его нахождения в S -состоянии не превышает времени T_{ψ} между двумя последовательными поглощениями фотона одним атомом, которое находится экспериментально. В момент e атом может поглотить квант D_2 , причем вероятность поглощения кванта D_1 или D_2 определяется соотношением интенсивностей этих двух линий. В свою очередь интенсивности компонент D_1 и D_2 определяются статистическими весами уровней S и P . Вследствие некоторого самообращения линии излучения соотношение компонент в излучении применяемых источников отличается от теоретического [4]. Соотношение интенсивностей I_{D_1}/I_{D_2} для Rb- и Cs-источников составляет от 1/1 до 1/2 и зависит от температуры спектральной лампы и ее заполнения (от рода буферного газа). Для рассматриваемого случая можно предположить полное сохране-

* См. стр. 62.

ние фазы прецессии возбужденного состояния несмотря на беспорядочную пертурбацию, которая имеет место при испускании атомами пара ичкик квантов D_1 и D_2 . Это предположение, подтвержденное [3, 5], соответствует скачкообразному изменению фазы прецессирующего атома при переходе его в возбужденное состояние ($\tau_k < T_p$). Так как в любой момент существует строго определенное соотношение между числом атомов в основном и возбужденном состояниях, то это вызывает некоторый сдвиг наблюдаемой резонансной частоты, определяемый величиной $I_m - I_n$. В данном случае между значительного различия резонансных частот I_m и I_n для щелочных металлов и небольшой величины магнитного момента атома сдвигом из-за эффекта Блоха—Зигерта [9] можно пренебречь. При условии полного вклада скачка фазы возбужденного состояния можно записать

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{I_{D2} \tau_p (\gamma_2 - \gamma_1)}{(I_{D1} + I_{D2}) T_p \gamma_1} + \frac{I_{D1} \tau_p (\gamma_2 - \gamma_1)}{(I_{D2} + I_{D1}) T_p \gamma_2} \quad (1)$$

где

$$\gamma_1 : \gamma_2 : \gamma_3 = g_{F1} : g_{F2} : g_{F3}$$

(g_{F1}, g_{F2}, g_{F3} — коэффициенты Ланде для соответствующих уровней). Как известно [6], для нормальной связи

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (2)$$

где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3)$$

F, J, I, L, S — квантовые числа.

Подставляя значения квантовых чисел в (2) и (3), находим для основного состояния ^{87}Rb $g_{F1} = 1/2$ и $g_{J1} = 2$; для состояния $P_{1/2}$ $g_{F2} = 1/6$ и $g_{J2} = 2/3$; для состояния $P_{3/2}$ $g_{F3} = 2/3$ и $g_{J3} = 4/3$. Для основного состояния ^{133}Cs $g_{F1} = 1/4$ и $g_{J1} = 2$; для состояния $P_{1/2}$ $g_{F2} = 1/12$ и $g_{J2} = 2/3$; для состояния $P_{3/2}$ $g_{F3} = 2/5$ и $g_{J3} = 4/3$.

При $\tau_p = 1 \cdot 10^{-9}$ сек, $T_p = 0,003$ сек и $I_{D1}/I_{D2} = 1$, подставляя соответствующие множители Ланде в формулу (1), найдем для ^{87}Rb $\Delta f/f_0 = -1 \cdot 10^{-7}$ и для ^{133}Cs $\Delta f/f_0 = -1,45 \cdot 10^{-6} = -2 \cdot 10^{-8}$. Знак (-) означает, что наблюдаемая частота прецессии будет на эту величину меньше, чем для чистого S-состояния, когда она определяется только g_{F1} -фактором основного состояния. Сдвиг во всяком случае не будет превышать этой величины, так как формула (1) введена для случая полного сохранения фазы P-состояния.

Атомный магнитный момент μ составляет $1 \cdot 10^{-23}$ а·м². При межатомных расстояниях около 10^{-8} см, которые имеют место при температуре 40—60° С для Cs и Rb, потенциальная энергия взаимодействия двух таких магнитных моментов намного меньше энергии теплового движения атомов. Поэтому в обычных условиях парамагнетизм щелочных паров ничтожно мал. Однако при оптической ориентации вещества, когда достигается почти полное выравнивание атомных спинов, необходимо учитывать намагниченность паров за счет магнитного взаимодействия самих атомов.

Чтобы оценить такое взаимодействие, сделаем следующие предположения: при тепловом движении атомов, которое совершается равномерно и прямолинейно, их ориентация по отношению к внешнему магнитному полю не изменяется, также как и при ударах о стенки ячейки и при взаимодействии между собой;

в наблюдаемом резонансе участвуют атомы, максимальное магнитное взаимодействие которых ограничивается значением $3\Gamma_L$, где Γ_L — величина обратная времени жизни атома.

Первоначально будем считать, что атомы неподвижны и равномерно распределены по объему цилиндрической ячейки. Для атома, расположенных на оси ячейки вблизи ее центра O , намагниченность, обусловленная взаимодействием с окружающими ориентированными атомами в пределах сферы радиуса R , равна нулю (рис. 2). Атомы, расположенные вне этой сферы, создают в точке O намагниченность порядка

$$J'_{cr} \approx \frac{L-2R}{d} \frac{\mu}{2\pi d^3}, \quad (4)$$

где L и R — длина и радиус ячейки; $d = \sqrt[3]{\frac{V}{N_0}}$ — расстояние между ориентированными атомами; N_0 — количество атомов в единице объема.

Вектор намагниченности J'_{cr} направлен против вектора магнитной индукции B поля, создающего преимущественное направление для атомов.

Очевидно, что атомы, расположенные вблизи цилиндрической образующей ячейки, за счет взаимодействия с неподвижными ориентированными спинами находятся также в поле с намагниченностью

$$J'' \approx \frac{2R}{d} \frac{\mu}{\pi d^3}. \quad (5)$$

Эюра намагниченности по сечению ячейки CC' , полученная на основании формул (4) и (5), представлена на рис. 2.

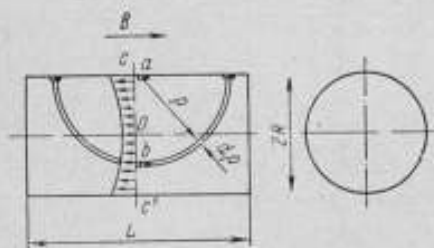


Рис. 2. Эюра намагниченности атомов, обусловленная взаимодействием с ориентированными атомами.

Можно показать, что с учетом теплового движения атомов (для ячеек с буферным газом можно говорить лишь о диффузии), намагниченность ячейки за счет магнитного взаимодействия атомов возрастает, так как вероятность сближения атомов до расстояний $\rho \approx d$ пропорциональна ρ^2 , тогда как магнитное взаимодействие обратно пропорционально ρ^2 . Таким образом, атом находится в магнитном поле, напряженность которого меньше напряженности поля на величину намагниченности ячейки.

Максимальное магнитное взаимодействие между атомами по принятым предположениям наблюдается на расстоянии r_{\max} , причем

$$\frac{3\Gamma_L}{A} = \frac{\mu}{4\pi r_{\max}^3}, \quad (6)$$

где A — гиромагнитное отношение атома (линейный коэффициент формулы Брейта—Рабн).

Так как магнитное взаимодействие практически безинерционно (10^{-10} сек), то энергетический вклад его определяется временем, в течение которого атом при своем движении находится на данном расстоянии. Вероятность нахождения ω_r атома a в зоне толщиной d_0 (рис. 2) на расстоянии ρ от соседнего атома b пропорциональна ρ^2 , вероятность же нахождения атома a в пределах $r_{\max} - r_{\min}$ является достоверностью, т. е.

$$\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \omega_r d\rho = 1$$

Максимальное расстояние между атомами примем

$$r_{\max} \approx d = \sqrt[3]{\frac{T^*}{N_0}} \quad (7)$$

что соответствует наиболее вероятному их расположению. Таким образом, на атом *b* действует магнитное поле напряженностью $\mu/4\pi r^3$, создаваемое движущимся атомом *a*. С учетом вероятности его нахождения на расстоянии *r* вклад в намагниченность (кинетическую) атомов *b* и *a* запишем

$$-\frac{\mu}{4\pi r^3} \frac{r^2}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 dr} \quad (8)$$

Усредняя по всем возможным расстояниям на основании формулы (8), можно определить кинетическую намагниченность атома за счет магнитного взаимодействия

$$J_k = \int_{r_{\min}}^{\max} \frac{\mu r^2}{4\pi r^3 \int_{r_{\min}}^{\max} r^2 dr} = \frac{3\mu}{4\pi (r_{\max}^3 - r_{\min}^3)} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \quad (9)$$

r_{\min} намного меньше $r_{\max} \approx d$. Таким образом, кинетическая намагниченность J_k превышает статическую в $3 \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$ раз.

Для ^{87}Rb $N_0 \approx 2,1 \cdot 10^{11}$ атом/см³ при температуре 60°С и $r_{\min} \approx (4,5-5) \cdot 10^{-8}$ см на основании формулы (9) найдем, что J_k не менее чем в 10 раз превышает $J_{ст}$.

Если считать, что намагниченность ячейки, рассчитанная по формулам (4) и (5) в предположении неподвижности атомов, на порядок меньше, чем наблюдаемая при их тепловом движении, то можно оценить реальную намагниченность (магнитная поляризация), для ^{87}Rb ячейки при $R=2$ см и $L=7$ см в 0,5–0,3 нТл. Для Cs ячейки тех же размеров при $N_0 = 5,6 \cdot 10^{11}$ атом/см³ ($t=40^\circ\text{C}$) намагниченность получается в 2–3 раза больше.

Частота наблюдаемого зееманова резонанса сместится на величину $\Delta f = -A J'_k$, где A — линейный коэффициент формулы Брейта—Раби (для ^{87}Rb $A_{\text{Rb}} \approx 7$ эц/нТл, для Cs $A_{\text{Cs}} \approx 3,5$ эц/нТл); J'_k — намагниченность ячейки.

Учет такого сдвига Δf имеет большое значение при измерениях магнитного поля, сравнимого по величине с шириной резонанса, а также при точных измерениях.

Изменение же коэффициента A за счет приведения *P*-состояния в *S* не превышает $1 \cdot 10^{-7}$ и на порядок меньше погрешности, с которой нам известны *g*-фактор рубидия и цезия [7, 8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квадратные стандарты частоты. «Наука», 1968.
2. Brossel J. "Advances in Quantum Electronics", № 4, p. 95, 1961.
3. Partridge R. and Series G. Proc. Phys. Soc. v. 88, p. 969, 1966.

* На самом деле r_{\max} может превышать d , причем естественным ограничением для него является размер ячейки. Однако вероятность одновременного нахождения всех атомов где-то в одном месте ячейки настолько ничтожна, что ею можно пренебречь. Более сложным и корректным образом можно оценить намагниченность ячейки, исходя из кинетической теории газов, однако окончательный результат получается такой же.

4. Дубцов Ю., Остапченко Е. Источник излучения с парами щелочных металлов. «Вопросы радиоэлектроники», сер. 6, вып. 6, 1966.
5. Series G. Proc. Phys. Soc. v. 88, p. 957, 1966.
6. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов, М., Физматгиз, 1963.
7. Bender P. Phys. Rev. v. 128, p. 2218, 1962.
8. Driscoll R. Phys. Res. v. 136, p. A54, 1964.
9. Леше А. Ядерная индукция. Изд. иностр. лит., 1963.

Поступила в редакцию
1.VI.1970 г.

УДК 538.567.43 : 621.317.444

В. Д. ЛОМАНЫЙ, Б. Ф. ПОЛЯКОВ
ВНИИМ, ОКБ Министерства геологии СССР

ПИКОВЫЕ И МОДУЛЯЦИОННЫЕ СДВИГИ ЧАСТОТЫ В ПАРОРУБИДИЕВОМ M_z -МАГНИТОМЕТРЕ

Частота магнитного резонанса паров щелочных металлов при наличии внешнего магнитного поля вычисляется по известной формуле Брейта-Раби [1]

$$f = aB - (2m_f - 1) bB^2, \quad (1)$$

где m_f — магнитное квантовое число подуровня, с которого осуществляется переход; B — индукция внешнего магнитного поля; a , b — коэффициенты, например, для ^{87}Rb они равны соответственно $69959 \cdot 10^5$ гц/гс и $72 \cdot 10^8$ гц/гс^2 .

Однако по формуле (1) можно вычислить лишь частоты максимумов четырех резонансных линий используемой обычно рабочей серии $F=2$. Расстояние между этими линиями по шкале частот равно $2bB^2$. Частота центра серии $F=2$ выражается соотношением $f_0 = aB$. Для всех четырех одиночных линий в общем виде $f_i = f_0 + n_i bB^2$, где $n_i = 2_i - 5$, т. е. $n_1 = -3$, $n_2 = -1$, $n_3 = +1$, $n_4 = +3$.

Полагая, что каждая одиночная линия имеет форму лоренцовой кривой, ее интенсивность можно описать выражением

$$I_i(f) = I_{0i} \frac{1}{1 + \left[\frac{f - f_i}{(\Delta f)_n} \right]^2}, \quad (2)$$

где $I_i(f)$ — интенсивность i -й линии; I_{0i} — максимальная интенсивность i -й линии; $(\Delta f)_n$ — полуширина одиночного сигнала, отсчитываемая на уровне 0,5 его амплитуды.

Обозначим приведенные частоту и полурасстояние между одиночными линиями соответственно

$$h = \frac{f - f_0}{(\Delta f)_n} \quad \text{и} \quad s = \frac{bB^2}{(\Delta f)_n}.$$

Тогда получим

$$I_i(f) = I_{0i} \frac{1}{1 + \left[\frac{f - f_0 - n_i bB^2}{(\Delta f)_n} \right]^2} = I_{0i} \frac{1}{1 + (h - n_i s)^2}. \quad (3)$$

В магнитных полях порядка земного ($0,5 \cdot 10^{-4}$ гс) близко расположенные одиночные линии сливаются в одну суммарную, нерасчлененную резонансную линию. Найдем выражения для максимума суммарной линии, так называемой пиковой частоты, и для модуляционного сдвига в рабочем сигнале, вызванного модуляцией магнитного поля.

Суммарная резонансная линия представляет собой суперпозицию одиночных линий, т. е.

$$I_{\Sigma}(h) = \sum_{i=1}^n I_{oi} \frac{1}{1 + (h - n_i s)^2} \quad (4)$$

Используем приближенное выражение для суммарной резонансной линии, представляющее собой разложение в ряд Тейлора выражения (3) в области точки $h=0$.

$$I_{\Sigma}(h) = I_{\Sigma}(0) + I'_{\Sigma}(0)h + I''_{\Sigma}(0)\frac{h^2}{2} + I'''_{\Sigma}(0)\frac{h^3}{6} + \dots$$

Ограничимся четырьмя членами разложения. Найдя выражения для $I_{\Sigma}(0)$, $I'_{\Sigma}(0)$ и $I''_{\Sigma}(0)$ из формулы (3), получим

$$I_{\Sigma}(h) = A - Bh - Ch^2 + Dh^3, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{I_{o1} + I_{o2}}{1 + 9s^2} + \frac{I_{o2} + I_{o3}}{1 + s^2}, \quad (6)$$

$$B = 2s \left[3 \frac{I_{o1} - I_{o2}}{(1 + 9s^2)^2} + \frac{I_{o2} - I_{o3}}{(1 + s^2)^2} \right], \quad (7)$$

$$C = (I_{o1} + I_{o2}) \frac{1 - 27s^2}{(1 + 9s^2)^3} + (I_{o2} + I_{o3}) \frac{1 - 3s^2}{(1 + s^2)^3}, \quad (8)$$

$$D = 4s \left[3 \frac{(I_{o1} - I_{o2})(1 - 9s^2)}{(1 + 9s^2)^4} + \frac{(I_{o2} - I_{o3})(1 - s^2)}{(1 + s^2)^4} \right]. \quad (9)$$

В M_x -магнитометрах применяется модуляция магнитного поля. Продольный M_x -сигнал, снимаемый с фотодетектора, управляет следящей системой, которая обеспечивает подстройку радиочастоты, при которой первая гармоника рабочего сигнала обращается в нуль. Известно, что модуляция магнитного поля вызывает тот же эффект на фотодетекторе, что и сканирование радиочастоты. На практике модуляция магнитного поля используется чаще, как более простое средство для получения продольного сигнала. Чтобы вывести выражение для амплитуды первой гармоники сигнала, обратимся к методу сканирования. Так, сканирующая частота составит

$$\nu = \nu_{ii} + \Delta\nu_0 + \Delta\nu_m \sin \Omega t,$$

где ν_{ii} — центральная частота серии; $\Delta\nu_0$ — постоянная расстройка частоты относительно центра серии; $\Delta\nu_m$ — размах сканирующей частоты; Ω — частота сканирования (модуляции) поля.

Обозначим: $h_0 = \frac{\Delta\nu_0}{(\Delta\nu)_n}$ — приведенная расстройка, $h_m = \frac{\Delta\nu_m}{(\Delta\nu)_n}$ — приведенная амплитуда модуляции.

Тогда

$$h(t) = \frac{\nu - \nu_{ii}}{(\Delta\nu)_n} = h_0 + h_m \sin \Omega t.$$

Отсюда можно получить выражение, описывающее изменение интенсивности света на фотодетекторе во времени

$$I_{\Sigma}(h) = I[h(t)] = I_{\Phi}(t) = A - B(h_0 + h_m \sin \Omega t) - C(h_0 + h_m \sin \Omega t)^2 + D(h_0 + h_m \sin \Omega t)^3.$$

Раскрывая скобки и используя известные тригонометрические соотношения, находим амплитуду первой гармоники, являющейся коэффициентом при $\sin \Omega t$,

$$I_{\Phi_1} = -Bh_m - 2Ch_0h_m + 3Dh_0^2h_m + \frac{3}{4}Dh_m^3. \quad (10)$$

Приближенное выражение для такого значения приведенной расстройки h_0 , при котором первая гармоника сигнала равна нулю, имеет вид

$$h_{01} = h \frac{B}{C} \left(-1 + \frac{3}{4} \frac{D}{B} h_m^2 \right) = h_{011} + h_{012}, \quad (11)$$

где h_{011} — фазовый сдвиг пиковой частоты относительно центра серии; h_{012} — модуляционный фазовый сдвиг.

Для случая малых магнитных полей ($B < 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$), когда $9s^2 < 1$, формулы (6–9) упрощаются, т. е.

$$A = \sum_{i=1}^4 I_{0i} = \alpha; \quad B = 2s [3(I_{01} - I_{04}) + (I_{02} - I_{03})] = 2s\beta; \quad C = \alpha; \quad D = 4s\beta$$

Формула суммарного сдвига пиковой частоты (11) также упрощается

$$h_{01} = s \frac{\beta}{\alpha} \left(-1 + \frac{3}{2} h_m^2 \right).$$

Сдвиг пиковой частоты удобнее отсчитывать от центра линии. С. Андо [2] вывел аналогичную формулу для малых магнитных полей, но при этом отсчет вел от первой одиночной линии. Действительно, добавив в формулу сдвига (11) пиковой частоты величину $3s$ (расстояние от первой линии до центра серии), получим формулу С. Андо

$$h_{01} = 2s \frac{I_{02} + 2I_{03} + 3I_{04}}{I_{01} + I_{02} + I_{03} + I_{04}}$$

Полурасстояние s между одиночными линиями для случая $B = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$ и $h = 70 \text{ сГ}$ равно 0,25. Подставив это значение в формулы (6–9), определим коэффициенты

$$\begin{aligned} A &= 0,64 (I_{01} + I_{04}) + 0,94 (I_{02} + I_{03}); \\ B &= 0,62 (I_{01} - I_{04}) + 0,44 (I_{02} - I_{03}); \\ C &= -0,18 (I_{01} + I_{04}) + 0,67 (I_{02} + I_{03}); \\ D &= 0,22 (I_{01} - I_{04}) + 0,72 (I_{02} - I_{03}). \end{aligned}$$

Из выражения (11) находим сдвиг пиковой частоты

$$h_{011} = - \frac{0,31 (I_{01} - I_{04}) + 0,22 (I_{02} - I_{03})}{0,67 (I_{02} + I_{03}) \left[1 - \frac{0,18}{0,67} \frac{I_{01} + I_{04}}{I_{02} + I_{03}} \right]}$$

Экспериментальные данные, полученные на макете магнитометра [3], показывают, что соотношение интенсивностей одиночных линий (для изотопа ^{57}Fe) таково, что $I_1 + I_4 / I_2 + I_3 = 1$ (в пределах 0,95 + 1,10) и $I_{02} - I_{03} \approx 0,2$ (в пределах 0,15 + 0,25).

Используя приведенные соотношения, получим несколько приближенную, но более удобную формулу для сдвига пиковой частоты

$$h_{011} \approx -0,6 \frac{I_1 - I_4}{I_2 + I_3}. \quad (13)$$

Выражение (13) выведено для индукции магнитного поля, равной $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ тл}$ ($s = 0,25$). Это ограничение можно снять, если ввести зависи-

мость от s , а следовательно, и от B , полученную подбором коэффициента графической зависимости значения h_{om} от s . Тогда пиковая частота в области $0,3 \cdot 10^{-4} < B < 0,7 \cdot 10^{-4}$ гл составит

$$h_{om} \cong -4(s - 0,08) \frac{I_1 - I_2}{I_2 + I_3} \quad (14)$$

Формула (14) не сложнее формулы С. Андо и притом точнее ее. На рисунке приведена зависимость $h_{om}(s)$ при соотношении интенсивностей одиночных линий 1:0,8:0,6:0,4.

Как показали эксперименты, на практике имеют место соотношения $0,4 < I_1 - I_2 < 0,8$ и $1,1 < I_2 + I_3 < 1,7$. Тогда

$$0,2 < \frac{I_1 - I_2}{I_2 + I_3} < 0,8$$

и в случае $s = 0,25$ ($B = 0,5 \cdot 10^{-4}$ гл) величина h_{om} лежит в пределах $0,13 \div 0,52$ (1,3 ÷ 5,2 мГл). При оптимальных режимах работы пиковый сдвиг составляет 25 гл, или в единицах магнитной индукции 3,5 мГл.

Из выражения (11) с учетом $h_{om} = h_{o1} - h_{o2}$ находим выражение для модуляционного сдвига

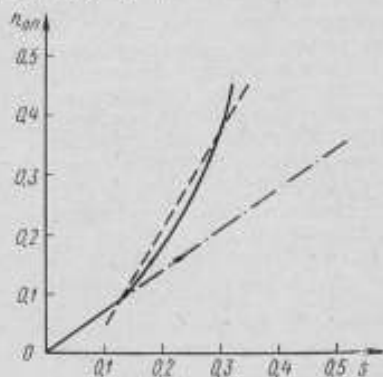
$$h_{om} = \frac{1}{8} \frac{hm^2}{\sqrt{\frac{1}{9} \frac{C^2}{D^2} + \frac{1}{3} \frac{B}{D}}} \quad (15)$$

Для практических расчетов эмпирически найдена более простая формула

$$h_{om} \cong 0,15hm(I_{o1} - I_{o2}) \quad (16)$$

где $h_{om} < 0,9$.

Отсюда легко определить, что максимальное значение h_{om} равно 1 мГл. В среднестатистических условиях на практике h_{om} составляет 0,2–0,5 мГл.



Зависимость величины $h_{om}(s)$ при соотношении интенсивностей одиночных линий 1:0,8:0,6:0,4.

— точная зависимость; — — — зависимость, выражающаяся формулой (14); - · - · - зависимость, выражающаяся переписанной формулой С. Андо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скродский Г. В., Изюмова Т. Г. Оптическая ориентация атомов и ее применение, «УФН», т. 73, вып. 3, 1961.
2. Ando S. Shifts in output frequency of the cesium vapor magnetometer due to temperature, light intensity and orientation, Japan. appl. phys. № 10, October, 1965.
3. Ломаный В. Д., Поляков Б. Ф. О форме сигнала оптической накачки в схеме парорубидиевого M_2 -магнитометра. «Геофизическая аппаратура», вып. 36, «Недра», 1968.

Поступила в редакцию
3.VI.1970 г.

КОЭФФИЦИЕНТЫ БРЕЙТА—РАБИ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ
ПАРОРУБИДИЕВЫМ МАГНИТОМЕТРОМ

В последние годы в связи с развитием метода оптической ориентации появились работы [1—4], в которых экспериментально определяется или рассчитывается линейный коэффициент формулы Брейта—Раби для ^{87}Rb . Значение его колеблется от $(699565) \cdot 10^{-4}$ [1] до $(699632) \cdot 10^{-4} \text{ гц} \cdot \text{гс}^{-1}$ [4]. Следует заметить, что оснований для таких расхождений нет, так как коэффициент для рубидия, также как и для других щелочных металлов, может быть определен через гиромагнитное отношение протона, являющееся фундаментальной константой (погрешность определения $3,1 \cdot 10^{-4}$), и через g -фактор атома (погрешность определения $g_{\text{Rb}} = 1 \cdot 10^{-6}$) [5].

Нам представляется полезным привести расчет коэффициентов формулы Брейта—Раби для ^{87}Rb на основе теоретических и экспериментальных данных, имевшихся на 1969 г.

Как известно [6], в магнитном поле с индукцией B_0 часть оператора энергии \hat{H} , которая отражает магнитное взаимодействие ядра атома с оптическим (валентным) электроном и их взаимодействие с внешним полем для основного состояния рубидия, определяется выражением

$$\hat{H} = a(\vec{I}, \vec{J}) - \gamma_{\text{Rb}} h'(\vec{J}, \vec{B}_0) - \gamma_{\text{st}} h(\vec{I}, \vec{B}_0),$$

где a — постоянная сверхтонкого взаимодействия; \vec{I} , \vec{J} — спины ядра и атома соответственно; $\gamma_{\text{Rb}} = g_{\text{Rb}} \frac{\mu_B}{h}$ и $\gamma_{\text{st}} = g \frac{\mu_B}{h}$ — магнетомеханические отношения для связанного электрона и ядра ^{87}Rb ; $h' = \frac{h}{2\pi}$ — постоянная Планка; g_{Rb} и g_{st} — g -факторы электрона и ядра ^{87}Rb соответственно; μ_B — магнетон Бора.

Для измерения магнитной индукции используются переходы Зеемана основного состояния. Частоту ν двух самых сильных переходов для квантового числа $F=2$ можно определить из энергии подуровней Зеемана с помощью формулы

$$\nu(m_F \rightarrow m_F \mp 1) = -g_{\text{st}} \mu_B \frac{B_0}{h} + \frac{1}{2} \nu_H [\pm (1 \pm x) \mp (1 \pm x + x^2)^{1/2}], \quad (1)$$

где $x = (1/\nu_H)(g_{\text{Rb}} + g_{\text{st}}) \mu_B (B_0/h)$; m_F — магнитное квантовое число; ν_H — частота сверхтонкого расщепления основного состояния (для ^{87}Rb $\nu_H = 6834,2 \text{ Мгц}$).

Для слабых полей на основании (1) можно записать

$$\bar{\nu} = AB_0^2 \quad (2)$$

$$\bar{\nu} = \frac{\nu(m_F \rightarrow m_F - 1) + \nu(m_F \rightarrow m_F + 1)}{2}$$

$$A = \frac{g_{\text{Rb}}^2 \mu_B^2}{4h} - \frac{3}{4} \frac{g_{\text{st}}^2 \mu_B^2}{h} \quad (3)$$

В выражении (2) отброшены члены, вклад которых не превышает $1 \cdot 10^{-7}$ при измерении магнитной индукции до $2 \cdot 10^{-4} \text{ гс}$.

Можно также воспользоваться известным соотношением

$$\frac{\nu_B}{h} = \frac{\gamma_p'}{g_p'^2 2\pi}$$

и представить выражение (3) в следующем виде:

$$A = \frac{\frac{g_{Rb}}{g_p'} - \frac{3g_{st}}{g_p'}}{4} \frac{\gamma_p'}{2\pi} \quad (4)$$

где g_p' — g -фактор протонов воды; γ_p' — гиромангнитное отношение протонов воды.

Подставив в выражение (4) значения

$$g_{Rb}/g_p' = 658,2323 \pm 0,0007; \quad [7]$$

$$g_{st}/g_p' = 0,327139 \pm 0,000006; \quad [8]$$

$$\gamma_p'/2\pi = (4,257597 \pm 0,000013) \cdot 10^7 \text{ зр.г.л.} \quad [9], \quad \text{получим } A(699577,3 \pm \pm 2,9) \cdot 10^4 \text{ зр.г.л.}$$

Квадратичный член формулы Брейта—Раби на основании формул (1) и (4) примет вид

$$\frac{2m_F \mp 1}{16^{\nu_H}} \left[\left(\frac{g_{Rb}}{g_p'} + \frac{g_{st}}{g_p'} \right) \frac{\gamma_p'}{2\pi} B_0 \right]^2.$$

При магнитной индукции более $(0,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$ тл можно наблюдать четыре резонанса серии $F=2$ со следующими частотами переходов:

$$\nu_1 = (699577,3) \cdot 10^{-4} B_0 + 215,7 \cdot 10^{-8} B_0^2;$$

$$\nu_2 = (699577,3) \cdot 10^{-4} B_0 + 71,9 \cdot 10^{-8} B_0^2;$$

$$\nu_3 = (699577,3) \cdot 10^{-4} B_0 - 71,9 \cdot 10^{-8} B_0^2;$$

$$\nu_4 = (699577,3) \cdot 10^{-4} B_0 - 215,7 \cdot 10^{-8} B_0^2.$$

Два резонанса серии $F=1$ более слабы и определяются по формуле

$$\frac{\frac{g_{Rb}}{g_p'} + \frac{5g_{st}}{g_p'}}{4} \frac{\gamma_p'}{2\pi} B_0 \pm \frac{2m_F \mp 1}{16^{\nu_H}} \left[\left(\frac{g_{Rb}}{g_p'} + \frac{g_{st}}{g_p'} \right) \frac{\gamma_p'}{2\pi} B_0 \right]^2;$$

$$\nu_5 = (702363,0) \cdot 10^{-4} B_0 + 71,9 \cdot 10^{-8} B_0^2;$$

$$\nu_6 = (702363,0) \cdot 10^{-4} B_0 - 71,9 \cdot 10^{-8} B_0^2.$$

В магнитном поле Земли и в более слабых полях обычно приходится работать на неразрешенном сигнале, являющемся суммой четырех зеемановых компонент серии $F=2$. Как показали исследования [10], линейный коэффициент формулы Брейта—Раби при этом не изменяется, по крайней мере в пределах погрешности эксперимента, равной $13 \cdot 10^{-5}$. Наблюдаемая резонансная частота может быть описана выражениями:

$$\nu_0^+ = (699580 \pm 9) \cdot 10^{-4} B_0 - k \cdot 216 \cdot 10^{-8} B_0^2,$$

для света с левой круговой поляризацией

$$\nu_0^- = (699580 \pm 9) \cdot 10^{-4} B_0 + k \cdot 216 \cdot 10^{-8} B_0^2.$$

Здесь $k < 1$ — коэффициент, зависящий от режимов работы магнитометра и особенностей его конструкции и определяемый только при аттестации прибора.

Погрешность измерений слабых магнитных полей магнитометром на оптической накачке зависит от конструкции прибора и методики измерений и может значительно превышать погрешность, с которой определены коэффициенты Брейта—Раби.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ломаный В. Д. К вопросу об абсолютных измерениях парорубидиевым магнитометром. Труды метрологических институтов СССР, вып. 93(153), Изд-во стандартов, 1968.
2. Померанцев Г. Н., Рыжков В., Скродский Г. Б. Квантовая магнетометрия. «Геофизическая аппаратура», вып. 34, «Недра», 1967.
3. Grivet et Malnat. Measurement of weak magnetic fields, *Advances in Electronic and Electron physic*, ed by Marton, v. 23, p. 39—151, 1967.
4. Король В. С., Горященко В. Б. Вещества, применяемые для наблюдения эффекта оптической ориентации. Сб. «Измерения магнитных полей», Фрунзе, «ИЛИМ», 1968.
5. Наумов А. П. Определение коэффициентов Брейта—Раби для рубидия методом оптической накачки. VII сессия семинара по проблемам построения и использования магнитометрической аппаратуры, Л., 1968.
6. Rello J. and Millman. *Rev. Mod. Phys.* v. 18, p. 345, 1946.
7. Driscoll R. Rubidium g -factor. *Phys. Rev.* v. 136, p. A54, 1964.
8. Balling L. C. g_I/g_J Ratios of Rb^{85} and Rb^{87} *Phys. Rev.* v. 163, № 1, p. 114, 1967.
9. Taylor B. N. *Rev. of Mod. Phys.* v. 41, № 3, p. 575, 1969.
10. Наумов А. П. Исследование работы парорубидиевого магнитометра в слабых магнитных полях. Труды метрологических институтов СССР, вып. 120(180), Изд-во стандартов, 1970.

Поступила в редакцию
14.V.1970 г.

УДК 550.383.7:531.74.088

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, Р. Г. СКРЫННИКОВ
ВНИИМ

УЧЕТ УГЛОВЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ КОМПЕНСАЦИИ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В тех случаях, когда на фоне постоянного геомагнитного поля и его вариаций обнаруживают весьма малые магнитные возмущения, обусловленные, например, действием намагниченных тел, используют измерительную схему, содержащую два трехкомпонентных магнитометра и стабильный источник тока. Один из магнитометров устанавливают в непосредственной близости от намагниченного тела, а второй удаляют на такое расстояние, когда действием намагниченного тела можно пренебречь. В объеме преобразователей обоих магнитометров постоянное геомагнитное поле уравновешивают с помощью катушек, включенных последовательно с регулируемым сопротивлением в цепь источника тока. Вариации геомагнитного поля компенсируют в объеме преобразователей первого магнитометра с помощью катушек, которые питаются током, вырабатываемым вторым магнитометром. По существу, второй магнитометр необходим для получения сигналов, пропорциональных компонентам вектора вариаций магнитной индукции с тем, чтобы по этим сигналам в объеме преобразователей первого магнитометра воспроизвести противоположный вектор вариации геомагнитного поля.

Очевидно, что точность воспроизведения противоположного вектора магнитной индукции будет зависеть от точности преобразования соответст-

бующих компонент вектора вариаций индукции геомагнитного поля в электрические сигналы, а также от точности обратного преобразования электрических сигналов в компоненты вектора магнитной индукции. Первая задача сводится к минимизации статических и динамических погрешностей магнитометров [1—3], а вторая — к обеспечению коллинеарности измеряемых и воспроизводимых компонент вектора вариаций индукции геомагнитного поля и противоположного ему вектора.

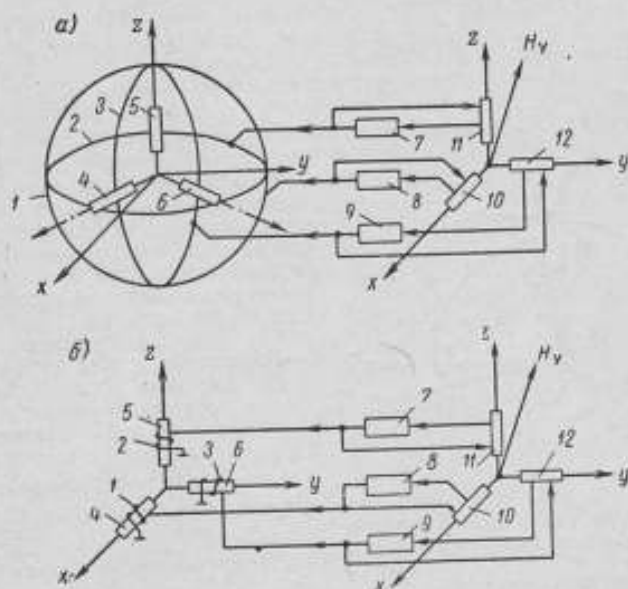


Рис. 1. Схема компенсации: а — с коллинеарно расположенными катушками; б — с коллинеарно расположенными преобразователями

1, 2, 3 — катушки или обмотки компенсации; 4, 5, 6 — преобразователи измерительного магнитометра; 7, 8, 9 — усилительно-преобразовательные блоки каналов компенсационного магнитометра; 10, 11, 12 — преобразователи компенсационного магнитометра.

Рассмотрим отдельные аспекты второй задачи, исключив при этом вопросы уравнивания индукции постоянного геомагнитного поля.

На рис. 1, а изображена схема с двумя магнитометрами, которые, согласно их назначению, будем называть измерительным и компенсационным. Преобразователи измерительного магнитометра установлены в центре системы катушек, например колец Гельмгольца, вписанных друг в друга так, что их оси пересекаются в одной точке и параллельны магнитным осям преобразователей компенсационного магнитометра. Магнитные оси преобразователей измерительного магнитометра при этом совпадают с осями катушек.

В схеме, изображенной на рис. 1, б, система катушек заменена обмотками, расположенными непосредственно на преобразователях измерительного магнитометра. Поскольку каждая из обмоток относится к определённому преобразователю, то магнитные оси преобразователей измерительного магнитометра должны быть параллельны магнитным осям преобразователей компенсационного магнитометра. При этом, если преобразователи измерительного канала содержат ферромагнитные сердечники, оси обмоток (нормаль к плоскости витков) не обязательно должны совпадать с магнитными осями преобразователей (продольными осями ферромагнитных сердечников).

Пусть оси x, y, z совпадают с магнитными осями преобразователей компенсационного магнитометра, а оси x', y', z' — с осями катушек (рис. 1, а) или магнитными осями преобразователей измерительного магнитометра (рис. 1, б). Обозначим углы между осями первого и второго базисов через λ_{ik} , где i и k — соответственно оси первого и второго базисов (рис. 2). Компоненты противоположного вектора вариаций индукции геомагнитного поля, совпадающие с осями x, y и z , можно найти из выражений

$$\begin{aligned} B_x &= B_{x'} \cos \lambda_{xy} + B_{y'} \cos \lambda_{xy} - B_{z'} \cos \lambda_{xz}; \\ B_y &= B_{y'} \cos \lambda_{yy} + B_{x'} \cos \lambda_{yx} + B_{z'} \cos \lambda_{yz}; \\ B_z &= B_{z'} \cos \lambda_{zz} + B_{x'} \cos \lambda_{zx} + B_{y'} \cos \lambda_{zy}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\lambda_{xx}, \lambda_{yy}$ и λ_{zz} — углы непараллельности между соответствующими осями базисов. Наличие этих углов может быть обусловлено как неортогональностью осей каждого базиса, так и неточностью их взаимного совмещения при развертывании измерительной схемы. При отсутствии юстировки магнитных осей преобразователей погрешность от неортогональности, например, в феррозондовых магнитометрах может достигать 0,5—1° [4]. Примерно с такой же погрешностью обеспечивается и взаимное совмещение базисов измерительного и компенсационного магнитометров. Следовательно, допустимые значения углов $\lambda_{xx}, \lambda_{yy}$ и λ_{zz} находятся в пределах 1—2°.

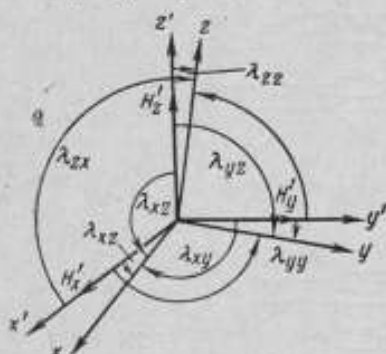


Рис. 2. Углы между осями базисов измерительного и компенсационного магнитометров (везде $H = \frac{B}{\mu_0}$).

Учитывая малость углов $\lambda_{xx}, \lambda_{yy}$ и λ_{zz} , выражения (1) можно записать так:

$$\begin{aligned} B_x - B_{x'} &= B_{y'} \cos \lambda_{xy} + B_{z'} \cos \lambda_{xz}; \\ B_y - B_{y'} &= B_{x'} \cos \lambda_{yx} + B_{z'} \cos \lambda_{yz}; \\ B_z - B_{z'} &= B_{x'} \cos \lambda_{zx} + B_{y'} \cos \lambda_{zy}. \end{aligned}$$

Левые части этих выражений есть не что иное, как погрешности компенсации, обусловленные непараллельностью соответствующих осей двух базисов и выраженные в единицах магнитной индукции. Поскольку значения углов $\lambda_{xy}, \lambda_{xz}, \lambda_{yx}, \lambda_{yz}, \lambda_{zx}$ и λ_{zy} близки к 90°, то по формулам приведения получаем

$$\begin{aligned} \Delta B_x &= -B_{y'} \sin \alpha_{xy} - B_{z'} \sin \alpha_{xz}; \\ \Delta B_y &= -B_{x'} \sin \alpha_{yx} - B_{z'} \sin \alpha_{yz}; \\ \Delta B_z &= -B_{x'} \sin \alpha_{zx} - B_{y'} \sin \alpha_{zy}. \end{aligned}$$

В первом приближении выполним соотношения

$$\begin{aligned} \lambda_{xx} &= \sqrt{\alpha_{xy}^2 + \alpha_{xz}^2}; \\ \lambda_{yy} &= \sqrt{\alpha_{yx}^2 + \alpha_{yz}^2}; \\ \lambda_{zz} &= \sqrt{\alpha_{zx}^2 + \alpha_{zy}^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Учитывая малость углов, окончательно получим

$$\begin{aligned}\Delta B_x &= -\alpha_{xy}B_y - \alpha_{xz}B_z; \\ \Delta B_y &= -\alpha_{yx}B_x - \alpha_{yz}B_z; \\ \Delta B_z &= -\alpha_{zx}B_x - \alpha_{zy}B_y.\end{aligned}\quad (3)$$

Из (3) следует, что погрешности компенсации вариаций геомагнитного поля связаны с компонентами B_x' , B_y' и B_z' противоположного вектора линейными коэффициентами α_{ik} .

Если углы α_{ik} неизменны, то установленную линейную зависимость можно использовать для автоматического введения поправок.

Поскольку компоненты B_i' создаются с помощью катушек (рис. 1, а) или обмоток (рис. 1, б), по которым протекают токи I_i , вырабатываемые соответствующими каналами компенсационного магнитометра, то выражения для поправок будут

$$\begin{aligned}q_x &= \alpha_{xy}C_y I_y + \alpha_{xz}C_z I_z; \\ q_y &= \alpha_{yx}C_x I_x + \alpha_{yz}C_z I_z; \\ q_z &= \alpha_{zx}C_x I_x + \alpha_{zy}C_y I_y.\end{aligned}\quad (4)$$

Поправки удобно вводить с помощью токов в дополнительные катушки или обмотки. Выражения для этих токов могут быть найдены из (4), если каждый из шести членов разделить на соответствующую постоянную дополнительной катушки или обмотки, т. е.

$$\begin{aligned}I_{xy} &= \frac{C_y}{C_{xy}} \alpha_{xy} I_y; & I_{yz} &= \frac{C_z}{C_{yz}} \alpha_{yz} I_z; \\ I_{xz} &= \frac{C_z}{C_{xz}} \alpha_{xz} I_z; & I_{zx} &= \frac{C_x}{C_{zx}} \alpha_{zx} I_x; \\ I_{yx} &= \frac{C_x}{C_{yx}} \alpha_{yx} I_x; & I_{zy} &= \frac{C_y}{C_{zy}} \alpha_{zy} I_y.\end{aligned}\quad (5)$$

Схема формирования токов I_{ik} показана на рис. 3. На схеме изображены три преобразователя (феррозонды) X' , Y' и Z' измерительного магнитометра, содержащие, кроме основных обмоток компенсации W_i , по две дополнительные обмотки W_{ik} . Регулировка токов I_{ik} производится с помощью сопротивлений R_{ik} , состоящих из постоянного (добавочного) и регулируемого сопротивлений. Ток I_k в основных цепях, т. е. в обмотках с постоянной C_k , задан добавочными сопротивлениями R_k . При этом выходными величинами каналов компенсационного магнитометра считаются напряжения [4]. Поскольку $I_{ik}/I_k = R_{ik}/R_k$, то из (5) получим выражение для R_{ik}

$$R_{ik} = R_k C_k \frac{\alpha_{ik}}{C_{ik}}.\quad (6)$$

Очевидно, что регулировка тока с помощью сопротивлений R_{ik} должна осуществляться после окончательной установки преобразователей измерительного и компенсационного магнитометров. Ее можно производить как в условиях естественных вариаций геомагнитного поля, так и при использовании искусственного источника возмущения.

Если имеется возможность повернуть преобразователи измерительного или компенсационного магнитометра вокруг их собственных продольных осей, то количество регулируемых сопротивлений можно сократить до трех. Методика регулировки в этих случаях будет аналогична юстировке преобразователей самих магнитометров [5].

Таким образом, даже в тех случаях, когда компенсация вариаций геомагнитного поля должна осуществляться в объеме преобразователей однокомпонентного магнитометра, компенсационный магнитометр должен быть

трехкомпонентным. В противном случае погрешности, обусловленные непараллельностью магнитных осей соответствующих преобразователей, не могут быть автоматически подавлены.

При величине угла непараллельности $\lambda_{ii} = 1 - 2^\circ$ и возможных значениях компонент $B_i < 30$ мГл погрешность в соответствии с (2) и (3) будет $\Delta B_i < 1$ мГл. Поскольку порог чувствительности современных компонентных магнитометров доведен до 0,1—0,01 мГл, то использование схем с автоматической компенсацией вариаций геомагнитного поля и с автоматическим подавлением погрешностей, обусловленных непараллельностью магнитных осей преобразователей измерительного и компенсационного магнитометров, представляется весьма актуальным.

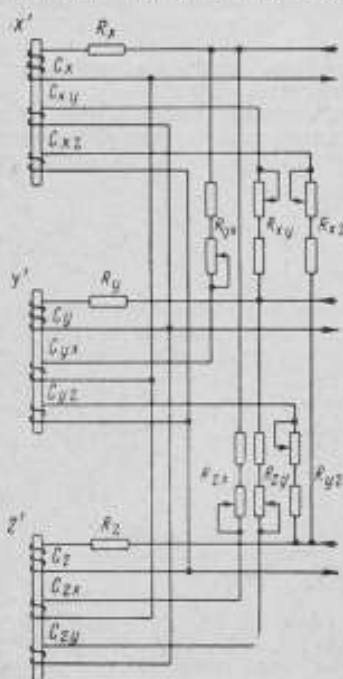


Рис. 3. Схема формирования токов, используемых для автоматического подавления угловых погрешностей.

(магнитное склонение, горизонтальная и вертикальная составляющие геомагнитного поля), то, установив феррозонды так, чтобы их продольные оси располагались в горизонтальной плоскости перпендикулярно магнитному меридиану, можно, сопоставляя разности $\Delta D - \Delta D'$ ($\Delta D'$ — показания феррозондового магнитометра) с величинами ΔB_x и ΔB_z , установить корреляционные связи, т. е. найти коэффициенты α_{jk} . Тем самым вариации геомагнитного поля будут учтены более точно, а следовательно, более точной будет и оценка стабильности нуля испытуемых магнитометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брюнелли Б. Е., Распопов О. М., Яновский Б. М. Высокочувствительная вариационная станция для регистрации короткопериодных колебаний магнитного поля Земли. Сб. «Производственно-техническая информация по геофизическому приборостроению», вып. 5, ОКБ МГ и ОН СССР, Л., 1960.

2. Скородумов С. А. Анализ погрешностей методов компенсации напряженности магнитного поля Земли в феррозондах. Сб. «Проблемы магнитометрии в электроприборостроении». М., Госкомитет по приборостроению, средствам автоматики и системам управления при Госплане СССР, 1965.

3. Рабинович С. Г., Скрынников Р. Г. Исследование магнито-электрического стабилизатора слабых магнитных полей. «Измерительная техника», 1968, № 11.

4. Афанасьев Ю. В. О погрешностях трехкомпонентного магнитометра. Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 38, «Недра», 1968.

5. Афанасьев Ю. В., Ефремов В. Ф., Канторович В. Л. и др. Способ юстировки магниточувствительного блока трехкомпонентного магнитометра. Авт. свид. № 205324. «Бюллетень изобретений», 1967, № 23.

Поступила в редакцию
12.V.1970 г.

УДК 550.383.7.088 : 631.317.444

Л. Я. БУШУЕВ
ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТЬ АВТОКОМПЕНСАЦИИ ИНДУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ФЕРРОЗОНДОВОЙ СИСТЕМЕ

Для измерения пространственно распределенных магнитных полей намагниченных тел применяются многоканальные феррозондовые системы, состоящие из десятков чувствительных элементов [1]. В феррозондовой системе

для подавления помех в виде вариации магнитного поля Земли (МПЗ), а также для измерения магнитного поля тела, которое может быть меньше МПЗ, используется компенсационный метод. На каждом измерительном феррозонде размещается обмотка компенсации МПЗ, включенная последовательно в цепь обратной связи компенсационного магнитометра. Функциональная схема многоканальной системы с автокомпенсацией одной составляющей (компоненты) геомагнитного поля представлена на рис. 1. Она состоит из компенсационного и измерительных магнитометров. Компенсационный магнитометр содержит канал прямого преобразования магнитной индукции поля Земли B_z в напряжение компенсации U_1 с коэффициентом передачи k и канал обратного преобразования величины U_1 в поле компенсации с индукцией B_k и коэффициентом передачи β . Поле компенсации с индукцией B_k посредством компенсационных обмоток создается в объеме каждого феррозонда измерительных каналов $K_1 - K_n$, так как они последовательно включены в цепь обратной связи компенсационного магнитометра.

Погрешность автокомпенсации индукции магнитных полей в компенсационном и измерительном магнитометрах обуславливается нестабильностью коэффициентов k и β . Причиной нестабильности коэффициента k является изменение электрических параметров большого числа триодов и сопротивлений усилителя, непостоянство температуры окружающей среды и др. В цепь канала обратного преобразования, кроме активного сопротивления обратной связи, входят сопротивления компенсационных обмоток измерительных феррозондов, разнесенных в пространстве, сопротивление рамки прибора, сопро-

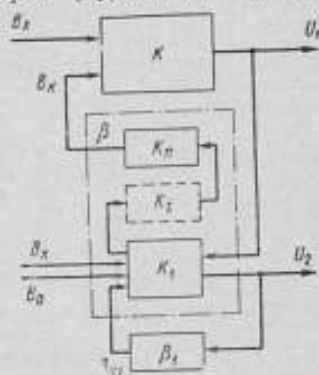


Рис. 1. Функциональная схема многоканальной системы с автокомпенсацией одной составляющей геомагнитного поля.

тивление жил соединительного кабеля достаточно большой длины. Эти сопротивления также изменяются под воздействием внешних дестабилизирующих факторов: температуры, механических вибраций и др. Изменения величин k и β можно считать случайными, так как количество нестабильных элементов и дестабилизирующих факторов весьма велико и они трудно поддаются анализу [2]. Случайные погрешности, вызванные нестабильностью коэффициентов k и β , являются также независимыми и имеют нормальные законы распределения.

Вопрос о способах суммирования составляющих погрешностей имеет принципиальное значение. В работах [3—5], посвященных анализу систем с обратной связью, составляющие погрешности, считаются систематическими и результирующая погрешность анализируется с этой точки зрения. Для многоканальной феррозондовой системы нестабильность коэффициентов передачи k и β носит случайный характер. Ниже анализируется влияние глубины обратной связи на результирующую среднюю квадратическую погрешность компенсационного или измерительного магнитометров и влияние глубины обратной связи компенсационного магнитометра на результирующую среднюю квадратическую погрешность измерения магнитного поля объекта.

Рассмотрим простейший случай физически неосуществимой системы, когда каналы прямого и обратного преобразования компенсационного и измерительного магнитометров не зависят от частоты. Такая модель системы позволяет сделать общие выводы относительно результирующей погрешности автокомпенсации в каждом из упомянутых магнитометров. На основании известного выражения для чувствительности системы [6],

$$S = \frac{k}{1 + k\beta^2} \quad (1)$$

а также случайного характера независимых изменений k и β для относительной погрешности чувствительности. После дифференцирования S по k и β получим

$$\frac{\Delta S}{S} = \sqrt{\left(\frac{1}{1 + k\beta^2} \frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \left(\frac{k\beta}{1 + k\beta^2} \frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2} \quad (2)$$

Обозначив

$$\gamma_S = \frac{\Delta S}{S}, \quad x = \frac{k\beta}{1 + k\beta^2}, \quad \gamma_1 = \frac{\Delta k}{k}, \quad \gamma_2 = \frac{\Delta \beta}{\beta}, \quad \lambda = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (3)$$

запишем выражение (2) следующим образом:

$$\gamma_S = \sqrt{(1-x)^2 \gamma_1^2 + x^2 \gamma_2^2} = \gamma_1 \sqrt{(1-x)^2 + x^2 \lambda^2} \quad (4)$$

где x — глубина компенсации (глубина обратной связи); γ_1 и γ_2 — относительные погрешности коэффициентов передачи k и β соответствующих каналов; λ — отношение погрешности канала β к погрешности канала k .

Из выражения (4) следует, что по мере увеличения глубины компенсации x от 0 до 1 непрерывно убывает доля погрешности $(1-x)^2 \gamma_1^2$, вносимой каналом k , и увеличивается доля погрешности $x^2 \gamma_2^2$, обусловленная каналом β . На рис. 2 изображены зависимости результирующей погрешности γ_S от величины x при различных значениях λ и нормированной величине $\gamma_1 = 1$.

Как видно из рис. 2, результирующая погрешность γ_S с ростом x сначала убывает до некоторой величины γ_{opt} , а затем начинает возрастать. Необходимо отметить, что минимум результирующей погрешности γ_{opt} для всех λ меньше погрешности γ_2 канала β . Частный случай для $\lambda = 0,5$ на рис. 2 показан пунктиром. При этом чем меньше величина γ_2 , тем меньше γ_{opt} . С уменьшением γ_2 от 1 до 0 оптимальное значение x_{opt} смещается от 0,5 до 1, т. е. в сторону увеличения коэффициента усиления разомкнутой системы $k\beta$.

Увеличение $k\beta$ связано с практическими трудностями. Реальные системы содержат реактивные элементы в каналах k и β , которые создают фазовые сдвиги. В этих условиях возникает неустойчивость, проявляющаяся в паразитной генерации. Опасность возникновения генерации тем больше, чем больше величина $k\beta$. В связи с этим появляется необходимость определить оптимальную границу увеличения $k\beta$ и связанное с ней уменьшение оптимальной результирующей погрешности $\gamma_{\text{опт}}$.

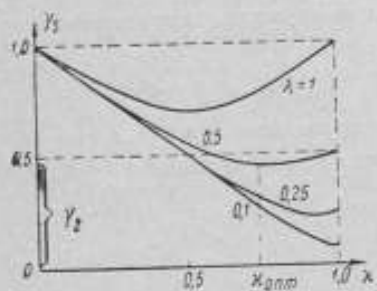


Рис. 2. Зависимость погрешности γ_s от величины k .

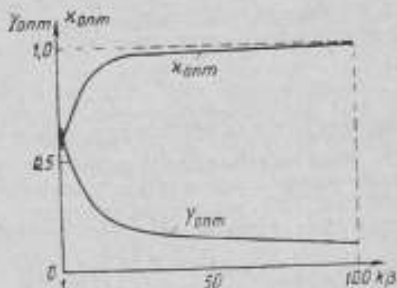


Рис. 3. Зависимость величины $k\beta_{\text{опт}}$ и $\gamma_{\text{опт}}$ от величины $k\beta$.

Для определения граничных значений $k\beta_{\text{опт}}$ и $\gamma_{\text{опт}}$ возьмем производную от выражения (4) по k и приравняем ее нулю. Тогда

$$k\beta_{\text{опт}} = \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \quad (5)$$

Подставив значения k в формулу (4), получим минимальные значения результирующей погрешности $\gamma_{\text{опт}}$ для различных значений γ_s , а из формулы (5) — соответствующие максимальные значения $k\beta$

$$\gamma_{\text{опт}} = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}} \quad (6)$$

$$k\beta = \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \right)^2 = \frac{k\beta_{\text{опт}}}{1 - k\beta_{\text{опт}}} \quad (7)$$

Числовые значения этих величин, рассчитанные по формулам (5)–(7), представлены в таблице. По данным таблицы, на рис. 3 представлены графики зависимости $k\beta_{\text{опт}}$ и $\gamma_{\text{опт}}$ от величины $k\beta$. Как видно из рис. 3, с увеличением $k\beta$ величина $\gamma_{\text{опт}}$ быстро убывает, а затем при $k\beta = 50$ –100 уменьшение ее резко замедляется. Таким образом, дальнейшее увеличение $k\beta$ дает незначительный выигрыш в уменьшении результирующей погрешности γ_s , а опасность возникновения паразитных колебаний возрастает.

При измерении магнитной индукции поля намагниченного тела B_0 компенсационные обмотки измерительных каналов создают в объеме каждого феррозонда магнитное поле помехи, обусловленное погрешностью тока компенсации МПЗ. К этой помехе добавляется помеха за счет нестабильности собственных каналов измерительного магнитометра k , и β .

| λ | $k\beta_{\text{опт}}$ | $\gamma_{\text{опт}}$ | $k\beta$ |
|-----------|-----------------------|-----------------------|----------|
| 1,0 | 0,50 | 0,70 | 1,0 |
| 0,50 | 0,67 | 0,44 | 4,0 |
| 0,25 | 0,94 | 0,24 | 16 |
| 0,14 | 0,98 | 0,14 | 50 |
| 0,10 | 0,99 | 0,09 | 100 |

Результующую погрешность от указанных помех найдем по выходному напряжению измерительного магнитометра, которое, согласно рис. 1, равно

$$U_2' = [B_0 - (B_{к1} + dB_k)] k_1. \quad (8)$$

С учетом известных соотношений

$$B_{к1} = U_2 B_1, \quad dB_k = d \left(\frac{k_1^2}{1 + k_1^2} B_x \right) \quad (9)$$

из выражения (8) получим индукцию результирующего поля компенсации измерительного магнитометра

$$B_{к1}' = B_{к1} - \alpha_1 dB_k, \quad (10)$$

где α_1 — глубина компенсации измерительного магнитометра.

Поле компенсации с индукцией $B_{к1}'$, как любую функцию $f(k + dk, \beta + d\beta)$ можно представить в виде ряда Тейлора, в котором на основании выражения (10) учитываются члены до второй производной. На основании этого ряда будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{dB_{к1}'}{B_{к1}'} &= \frac{1}{B_{к1}'} [f(k + dk, \beta + d\beta) - f(k, \beta)] = \\ &= \frac{1}{B_{к1}'} \left\{ \left[\frac{\partial B_{к1}'}{\partial k_1} dk_1 + \frac{\partial B_{к1}'}{\partial \beta_1} d\beta_1 \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 B_{к1}'}{\partial k_1^2} (dk)^2 + 2 \frac{\partial^2 B_{к1}'}{\partial k_1 \partial \beta_1} dk d\beta + \frac{\partial^2 B_{к1}'}{\partial \beta_1^2} (d\beta)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

После вычисления частных производных и несложных преобразований выражение (11) с учетом обозначений (3) примет вид:

$$\frac{dB_{к1}'}{B_{к1}'} = \frac{B_{к1}}{B_k} (1 - \alpha_1) (\gamma_3 + \gamma_4) - (1 - \alpha) (\gamma_1 + \gamma_2) \left[\frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} - \alpha (\gamma_1 + \gamma_2) \right], \quad (12)$$

$$\frac{B_{к1}}{B_k} - \alpha_1 (1 - \alpha) (\gamma_1 + \gamma_2)$$

где γ_3, γ_4 — относительные погрешности коэффициентов передачи k_1 и β_1 измерительного магнитометра.

Для упрощения выражения (12) введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \gamma_{к1} &= \frac{dB_{к1}}{B_{к1}} = (1 - \alpha_1) (\gamma_3 + \gamma_4); \\ \gamma_k &= \frac{dB_k}{B_k} = (1 - \alpha) (\gamma_1 + \gamma_2); \\ m &= \frac{B_{к1}}{B_k}. \end{aligned} \quad (13)$$

где $\gamma_{к1}, \gamma_k$ — относительные погрешности нестабильности поля компенсации измерительного и компенсационного магнитометров от нестабильности их коэффициентов передачи k и β ; m — отношение индукции поля компенсации объекта к индукции МПЗ.

С учетом обозначений (13) среднее квадратическое значение результирующей погрешности от нестабильности поля компенсации измерительного магнитометра γ_k будет иметь вид

$$\gamma_k = \frac{\sqrt{m^2 \gamma_{k1}^2 + \gamma_k^2 \left[\frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} - x (\gamma_1 + \gamma_2) \right]^2}}{m - x_1 \gamma_k} \quad (14)$$

Из выражения (14) следует, что при $x = 1$ имеем $\gamma_k = \gamma_{k1}$, т. е. результирующая погрешность не зависит от погрешности компенсационного магнитометра. При других значениях x целесообразно иметь $m \gg 1$, соответствующее $B_{k1} \gg B_k$.

На чувствительных пределах измерения величина индукции МПЗ может значительно превышать величину индукции B_0 , что соответствует $m < 1$ в формуле (14). В этом случае вносимая погрешность от нестабильности тока компенсации МПЗ значительно возрастает. Другой метод уменьшения этой погрешности состоит в сокращении диапазона компенсации МПЗ, что ведет к увеличению m [7].

Анализ результирующих погрешностей по формулам (4) и (14) позволяет сделать следующие выводы. При увеличении глубины обратной связи в компенсационном или измерительном магнитометре с целью уменьшения погрешности существует разумный предел увеличения коэффициента усиления разомкнутой системы $k\beta$, соответствующий оптимальной глубине компенсации $x_{оп}$. На чувствительных пределах измерения глубину обратной связи компенсационного магнитометра целесообразно делать как можно большей (а не оптимальной). Следовательно, в общем случае задача определения оптимальной глубины компенсации имеет множество решений, наилучшим из которых является решение для конкретной задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. «Энергия», 1969.
2. Новицкий П. В. Основы информационной теории измерительных устройств. «Энергия», 1968.
3. Шрамков Е. Г., Новицкий П. В., Фетисов М. М., Зорин Д. И. О структуре и некоторых основных характеристиках современных электроизмерительных устройств. «Электричество», 1962, № 8.
4. Скородумов С. А. Анализ погрешностей методов компенсации напряженности магнитного поля Земли в феррозондах. Сб. «Проблемы магнитометрии в электроприборостроении». Госкомитет по приборостроению, средствам автоматизации и системам управления при Госплане СССР, 1965.
5. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. «Советское радио», 1966.
6. Хэммонд П. Теория обратной связи и ее применения. Госфизматгиз, 1961.
7. Пигин С. М. Определение погрешности при подавлении начальной части измеряемой величины. «Измерительная техника», 1969, № 5.

Поступила в редакцию
14.V.1970 г.

УДК 550.380.1:538.632

А. П. ШЕЛКИН
ВИНИМ

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ХОЛЛА

Измерение параметров стационарных неоднородных магнитных полей, как правило, сводится к определению топографии магнитного поля или к

расчету градиентов магнитной индукции в различных точках заданного пространства. Для этой цели чаще всего используются преобразователи Холла, которые обладают достаточной чувствительностью, минимальными размерами чувствительного элемента и практически не оказывают влияния на измеряемый объект [1, 2]. Обычно считают, что преобразователь Холла измеряет некоторое средненинтегральное значение составляющей магнитной индукции B_x , и это значение относят к точке пространства O (рис. 1), совпадающей с геометрическим центром активной пластины преобразователя. Разность между измеренным значением магнитной индукции $B_{изм}$ и ее истинным значением в точке O $B_{ист}$ составляет погрешность измерения

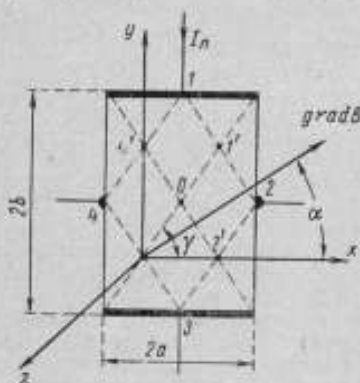


Рис. 1. Расположение пластины преобразователя Холла в неоднородном магнитном поле.

$$\Delta B = B_{ист} - B_{изм}. \quad (1)$$

В работе [3] показано, что в частном случае, когда $\partial B_x / \partial y = 0$, т. е. когда B_x изменяется только в направлении x и остается неизменным в направлении y , совпадающем с направлением тока питания, протекающего по пластине преобразователя, значения э. д. с. Холла на выходе преобразователя и, следовательно,

$B_{изм}$ могут быть определены расчетным путем

$$E_x = \frac{1}{2a} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} S(B_x) B_x(x) dx, \quad (2)$$

$$B_{изм} = \frac{1}{2aS(B_{изм})} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} S(B_x) B_x(x) dx, \quad (3)$$

где $2a$ — ширина преобразователя Холла; $S(B_x)$ — его чувствительность, зависящая от значения магнитной индукции B_x .

Как видно из формул (2) и (3), в этом случае $B_{изм}$ действительно равно средненинтегральному значению B_x в пределах пространства, ограниченного размерами активной пластины преобразователя Холла. В общем случае, когда $\partial B_x / \partial x \neq 0$ и $\partial B / \partial y \neq 0$, в функции $B_x = f(x, y)$ имеет произвольный характер, найти математическое выражение для э. д. с. Холла на выходе преобразователя не представляется возможным. Единственным способом определения погрешности ΔB являются прямые измерения в поле с известным законом распределения магнитной индукции.

Под измеренным значением магнитной индукции в выражениях (1) и (3) понимают отношение э. д. с. Холла на выходе преобразователя к его чувствительности. Между тем при измерении магнитной индукции неоднородного магнитного поля на выходе преобразователя Холла, кроме э. д. с. Холла, может присутствовать добавочный ложный сигнал ΔU , обусловленный разбалансом преобразователя вследствие эффекта Гаусса.

Предположим, что перед началом работы преобразователь Холла полностью сбалансирован, и при отсутствии магнитного поля напряжение между его холловскими электродами равно нулю. Если преобразователь поместить в однородное поле, то вследствие эффекта Гаусса изменятся сопротивления его плеч (сопротивление между токовым и холловским электродами). Однако поскольку поле однородно и преобразователь выполнен из изотропного материала, сопротивления всех плеч изменятся на одинаковую величину. В результате преобразователь Холла по-прежнему останется сбалансированным и на его выходе будет присутствовать только э. д. с. Холла.

Если же преобразователь помещен в неоднородное поле, то магнитная индукция в каждой его точке может иметь различное значение. Следовательно, сопротивления плеч изменятся на разную величину, что вызовет разбаланс преобразователя. Таким образом, напряжение на выходе будет

$$U_{\text{вых}} = E_x + \Delta U,$$

где ΔU — ложный сигнал, обусловленный разбалансом преобразователя.

С учетом этого выражения формула (1) примет вид

$$\Delta B = B_{\text{вст}} - B_{\text{изм}} = B_{\text{вст}} - \frac{1}{S(B_{\text{изм}})} (E_x \pm \Delta U). \quad (4)$$

Для нахождения ΔU воспользуемся эквивалентной мостовой схемой преобразователя Холла, изображенной на рис. 2. На схеме r_{12} , r_{23} , r_{34} и r_{41} — сопротивления плеч преобразователя между соответствующими токовыми и холловскими электродами.

Согласно теории мостовых схем, напряжение на выходе мостовой схемы в режиме холостого хода можно определить из выражения

$$U = U_n \frac{r_{12}(B) r_{34}(B) - r_{23}(B) r_{41}(B)}{[r_{12}(B) + r_{23}(B)][r_{34}(B) + r_{41}(B)]}. \quad (5)$$

где U_n — напряжение между токовыми электродами.

Если $r_{12}(0) = r_{23}(0) = r_{34}(0) = r_{41}(0)$, то по формуле (5) можно определить и ложный сигнал ΔU , обусловленный разбалансом преобразователя Холла в неоднородном магнитном поле. Примем следующие допущения: магнитная индукция изменяется в пространстве монотонно, и производная функции $B(x, y)$ не обращается в бесконечность; размеры активной пластины преобразователя Холла достаточно малы, так что линии равной индукции $B_x = \text{const}$ в пространстве, ограниченном этими размерами, можно рассматривать как набор параллельных прямых. С учетом первого допущения можно считать, что значение магнитной индукции, воздействующей на сопротивление каждого плеча преобразователя, равно ее значению в некоторых средних точках пластины 1', 2', 3', 4' (рис. 1, а). Таким образом, выражение для напряжения ΔU на выходе преобразователя Холла примет вид

$$\Delta U = U_n \frac{r_{12}(B_1) r_{34}(B_3) - r_{23}(B_2) r_{41}(B_4)}{[r_{12}(B_1) + r_{23}(B_2)][r_{34}(B_3) + r_{41}(B_4)]}. \quad (6)$$

где B_1 , B_2 , B_3 и B_4 — значения магнитной индукции в точках 1', 2', 3' и 4'.

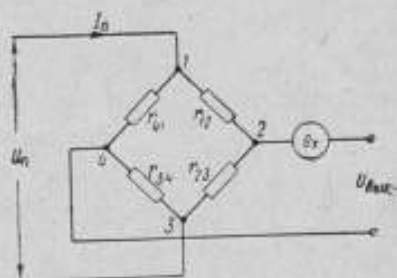


Рис. 2. Эквивалентная схема преобразователя Холла.

Расположим координатные оси по отношению к пластине преобразователя так, чтобы x и y были параллельны его сторонам, а начало координат совпадало с точкой Z' . При таком расположении осей

$$\left. \begin{aligned} r_{21} &= r_0 \\ r_{12} &= r_0 + \Delta r_1 \\ r_{22} &= r_0 + \Delta r_2 \\ r_{11} &= r_0 + \Delta r_4 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Преобразовав выражение (6) с учетом (7), получим

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_n \frac{r_0(r_0 + \Delta r_1) - (r_0 + \Delta r_2)(r_0 + \Delta r_4)}{(2r_0 + \Delta r_1 + \Delta r_2)(2r_0 + \Delta r_4)} = \\ &= U_n \frac{r_0(\Delta r_1 - \Delta r_2 - \Delta r_4) - \Delta r_2 \Delta r_4}{4r_0^2 + A}, \end{aligned} \quad (8)$$

где A — сумма слагаемых, представляющих произведения приращений сопротивлений на r_0 и между собой. Так как $\Delta r \ll r_0$, то слагаемым A в знаменателе (8) можно пренебречь. Учитывая также, что при выполнении неравенства $\Delta r \ll r_0$ сопротивление r_0 практически равно сопротивлению между токовыми электродами, формулу (8) запишем так:

$$\Delta U = 0,25 I_n (\Delta r_1 - \Delta r_2 - \Delta r_4) - \frac{0,25 I_n}{r_0} \Delta r_2 \Delta r_4, \quad (9)$$

где $I_n = \frac{U_n}{r_0}$ — ток питания преобразователя.

Если выполняется второе допущение, то первое слагаемое в формуле (9) тождественно равно нулю, так как $\Delta r_1 = \Delta r_2 + \Delta r_4$. Для доказательства этого Δr_1 , Δr_2 и Δr_4 выразим через соответствующие приращения магнитной индукции

$$\Delta r_1 = \frac{\partial r}{\partial B} \Delta B_1$$

$$\Delta r_2 = \frac{\partial r}{\partial B} \Delta B_2$$

$$\Delta r_4 = \frac{\partial r}{\partial B} \Delta B_4$$

На основании принятых допущений ΔB_1 , ΔB_2 и ΔB_4 , в свою очередь, равны

$$\Delta B_1 = |\overline{\text{grad}} B| \cos(\gamma - \alpha) \sqrt{a^2 + b^2};$$

$$\Delta B_2 = |\overline{\text{grad}} B| \cos \alpha a;$$

$$\Delta B_4 = |\overline{\text{grad}} B| \sin \alpha b.$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \Delta r_1 &= \frac{\partial r}{\partial B} |\overline{\text{grad}} B| \cos(\gamma - \alpha) \sqrt{a^2 + b^2} \\ \Delta r_2 &= \frac{\partial r}{\partial B} |\overline{\text{grad}} B| \cos \alpha a \\ \Delta r_4 &= \frac{\partial r}{\partial B} |\overline{\text{grad}} B| \sin \alpha b \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где α — угол между осью x и $\overline{\text{grad}} B$; γ — угол между осью x и прямой, соединяющей точки $3'$ и $1'$.

$$\begin{aligned} \Delta r_2 + \Delta r_1 &= \frac{\partial r}{\partial B} \left| \overline{\text{grad}} B \right| \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cos \alpha + \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \sin \alpha \right) \sqrt{a^2 + b^2} = \\ &= \frac{\partial r}{\partial B} \left| \overline{\text{grad}} B \right| (\cos \gamma \cos \alpha + \sin \gamma \sin \alpha) \sqrt{a^2 + b^2} = \\ &= \frac{\partial r}{\partial B} \left| \overline{\text{grad}} B \right| \cos(\gamma - \alpha) \sqrt{a^2 + b^2} = \Delta r_1. \end{aligned}$$

Подставив выражения для Δr_2 и Δr_1 из (10) и (9), получим приближенную формулу для напряжения разбаланса на выходе преобразователя Холла, которая позволяет определить характер и значение погрешности, вносимой членом $\Delta U/S(B_{\text{нм}})$ в формуле (4), и дать рекомендации относительно ее уменьшения

$$\Delta U \approx 0,125 I_n s \left(\frac{\partial r}{\partial B} \right)^2 \left| \overline{\text{grad}} B \right|^2 \sin 2\alpha, \quad (11)$$

где s — площадь активной пластины преобразователя.

$$\text{Запишем} \quad \frac{\Delta U}{S(B_{\text{нм}})} = \Delta B_m' \sin 2\alpha,$$

$$\text{где} \quad \Delta B_m' = 0,125 I_n \frac{s}{s(B_{\text{нм}}) r_0} \left(\frac{\partial r}{\partial B} \right)^2 \left| \overline{\text{grad}} B \right|^2. \quad (12)$$

Выражение (12) описывает максимальное значение дополнительной погрешности за счет разбаланса преобразователя Холла в неоднородном магнитном поле при $\alpha = 45^\circ$.

Для примера вычислим $\Delta B_m'$ преобразователя Холла из арсенида индия, помещенного в неоднородное магнитное поле с $|\overline{\text{grad}} B| = 0,1$ мВ/см. Параметры преобразователя: $S(0) = 25 \cdot 10^{-4}$ мкА/мл, $a = 1$ мм, $b = 2$ мм, $r_0 = 10$ Ом, $I_n = 100$ мА. Значение производной $\partial r/\partial B$, полученное из опыта, равно 20 Ом/мл при $B > 0,2$ мВ. (Как известно [4], в этом диапазоне полей зависимость $r = f(B)$ имеет линейный характер).

Таким образом $\Delta B_m' = 0,125 \frac{0,1 \cdot 0,02}{25 \cdot 10^{-4} \cdot 10} 20^2 \cdot 10^2 = 4 \cdot 10^{-4}$ мВ, а для преобразователей размером 4×2 мм $\Delta B_m' = 16 \cdot 10^{-4}$ мВ.

Дополнительная погрешность, определенная экспериментально для преобразователей Холла из арсенида индия, оказалась несколько выше расчетной: 0,55 и 1,9 мВ для преобразователей с размером активной пластины 1×2 и 2×4 мм² соответственно, что объясняется неоднородностью пластины преобразователя.

Анализ выражений (11) и (12) показывает, что погрешность $\Delta B_m'$ можно снизить путем уменьшения площади активной пластины преобразователя или производной за счет выбора материалов с меньшей подвижностью носителя заряда.

Второй метод является наиболее радикальным, поскольку зависимость $\Delta B_m' = f\left(\frac{\partial r}{\partial B}\right)$ имеет квадратичный характер. Уменьшить $\Delta B_m'$ посредством увеличения r_0 или снижения тока питания I_n не представляется возможным, так как это приводит к пропорциональному уменьшению чувствительности преобразователя. В некоторых случаях дополнительную погрешность $\Delta B_m'$ за счет разбаланса преобразователя Холла в неоднородном магнитном поле

можно определить и исключить в процессе измерения путем вращения преобразователя вокруг оси z .

ЛИТЕРАТУРА

1. Богомолов В. Н. Устройство с датчиками Холла и датчиками магнитосопротивления. ГЭИ, 1961.
2. Чечурлина Е. Н. Приборы для измерения магнитных величин. ГЭИ, 1969.
3. Menzel P. Messung in inhomogenen Magnetfeld mit der Hallsonde. А. Т. М., № 303, 1961.
4. Lippman I., Kuhrt F. Der Geometrieinflus auf den Hall-Effekt bei rechteckigen Halbleiterplatten. "Zeitschrift für Naturforschung", В. 13А, 1958.

Поступила в редакцию
6.VI.1970 г.

УДК (621.317.44:631.314):025.4

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, Э. Е. РЕЗНИК
ВНИИМ, ОКБ Министерства геологии СССР

О ПЕРЕНОСНОМ ВЕКТОР-МАГНИТОМЕТРЕ

В прямоугольной системе координат x, y, z , жестко связанной со сторонами света и местной вертикалью, вектор геомагнитного поля B_T может быть представлен в виде суммы трех компонент

$$B_T = B_x + B_y + B_z, \quad (1)$$

либо выражен через скалярное значение B_T и два угла D и I (магнитное склонение и наклонение). Оба представления эквивалентны, поскольку

$$\begin{aligned} B_x &= i_x B_T \cos I \cos D; \\ B_y &= i_y B_T \cos I \cos D; \\ B_z &= i_z B_T \sin I, \end{aligned} \quad (2)$$

где i_x, i_y, i_z — орты, направленные по соответствующим осям системы координат.

Эквивалентность математических представлений, естественно, не свидетельствует об эквивалентности приборов, измеряющих указанные элементы. Приборы могут отличаться предельно достижимыми метрологическими характеристиками, степенью технической и технологической сложности, производительностью, удобством обработки первичной информации и т. д.

Из выражений (1) и (2) следует, что, независимо от измеряемых элементов (B_x, B_y, B_z либо B_T, D, I) определение вектора B_T в любой точке земной поверхности требует сохранения постоянства направлений i_x, i_y, i_z , т. е. нивелировки прибора и его азимутальной (геодезической) привязки к сторонам света.

В качестве чувствительного элемента в вектор-магнитометре может использоваться квантовый, в частности, проточный преобразователь, непосредственно реагирующий на скалярное значение поля. Для придания подобным преобразователям диаграммы направленности в их объеме с помощью специальных катушек или колец Гельмгольца создают добавочное поле заранее известного направления.

Измерение составляющих поля заключается в определении квантовым преобразователем геометрической суммы полей измеряемого и добавочного

вектора \mathbf{B}_k , величина и направление которого известны. По полученным данным, используя треугольники векторов полей, участвующих в измерениях, можно определить различные элементы \mathbf{B}_T [1].

Вертикальное расположение магнитной оси колец Гельмгольца упрощает нахождение элементов, расположенных в плоскости магнитного меридиана (B_H, B_Z, I), так как при этом не требуется дополнительной ориентации колец относительно вектора \mathbf{B}_T [2]. Используя измерения модулей суммарных векторов при различных добавочных полях, можно рассчитать значения искомого элемента, не прибегая к измерению токов в кольцах (расчет элементов по трем модулям). Магнитное склонение D можно измерить, ориентируя ось колец \mathbf{i}_k в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{B}_T .

Вращая кольца в горизонтальной плоскости, находят положение, при котором выполняется условие $(\mathbf{B}_T - \mathbf{B}_k) = |\mathbf{B}_T - \mathbf{B}_k|$, т. е. когда показания прибора одинаковы, независимо от полярности тока, создающего поле \mathbf{B}_k . В этом положении ось \mathbf{i}_k оказывается перпендикулярной магнитному меридиану. Определив азимут \mathbf{i}_k от координатной оси \mathbf{i}_x , легко вычислить угол D .

Реализация подобных наземных вектор-магнитометров наталкивается на серьезные технические трудности. Преобразователи квантовых (протоновых) магнитометров имеют значительные габариты и требуют еще больших габаритов окружающих их катушек или колец Гельмгольца, предназначенных для создания дополнительного (однородного) поля. Неоднородность поля приводит к ухудшению метрологических характеристик прибора [3]. В то же время большой объем колец требует усложнения конструкции теодолитов, с поворотной частью которых кольца должны быть механически сопряжены. Кроме того, для определения искомого значения по данным измерений необходимо выполнить ряд арифметических операций. Достаточно сложные электронные и регистрирующие схемы и значительное потребление энергии также указывает на нецелесообразность использования квантовых преобразователей в наземном переносном вектор-магнитометре. По-видимому, разработка квантового компонентного магнитометра целесообразна при работе его в стационарных условиях (в обсерватории [4]) или на подвижной платформе (корабле, самолете [2]), когда усложнение комплекса аппаратуры оправдывается повышением точности измерений.

Задача построения и использования переносного вектор-магнитометра существенно упрощается, если в качестве чувствительного элемента использовать феррозонд. При соответствующем выборе метода измерений метрологические параметры феррозондового вектор-магнитометра практически не будут уступать параметрам квантового компонентного магнитометра.

Как известно, феррозондовые магнитометры характеризуются естественной диаграммой направленности и не нуждаются в дополнительных катушках или кольцах Гельмгольца. Феррозондовые преобразователи выгодно отличаются от квантовых малыми габаритами, незначительным потреблением энергии и высокой надежностью. В то же время серьезным недостатком их является подверженность смещению нуля.

Выражение для напряжения на выходе феррозондового магнитометра можно записать в виде

$$U = Si\mathbf{B}_T + U_N, \quad (3)$$

где U — выходное напряжение, регистрируемое вольтметром; S — чувствительность, определенная заранее в результате градуировки магнитометра; \mathbf{i} — направление магнитной оси феррозонда; U_N — напряжение, вызванное смещением нуля.

Поскольку магнитная ось феррозонда не совпадает с геометрической, которую обычно принимают за базовую, то, совмещая последнюю, например, с направлением \mathbf{i}_x , получаем из (3) в первом приближении выражение для догрешности измерения [5]

$$\Delta B_x = \frac{\Delta S}{S} B_x + \varphi \cos \psi \sqrt{B_y^2 + B_z^2} + \frac{1}{S} U_N, \quad (4)$$

где ΔS — приращение, вызванное изменением чувствительности; φ — угол между направлением \vec{i} и ортом \vec{i}_x ; ψ — угол между проекцией вектора \mathbf{V}_T на ортогональную компоненте \mathbf{V}_\perp плоскости и линией пересечения этой плоскости с плоскостью угла φ .

Аналогичные выражения можно записать и для погрешностей измерения двух других компонент.

Из выражения (4) видно, что первый член погрешности пропорционален величине измеряемой продольной компоненты поля, второй — величине проекции от поперечной компоненты поля v , наконец, третий вообще не зависит от величины какой-либо компоненты поля.

Погрешность, определяемая первым членом, может быть уменьшена за счет использования компенсационного метода измерения. В этом случае выражение $\frac{\Delta S}{S} B_x$

заменяется $\frac{\Delta C}{C} B_{\text{к}}$, где C — постоянная об-

мотки компенсации, располагаемой на феррозонде, ΔC — возможное приращение постоянной и $B_{\text{к}}$ — величина поля компенсации. Собственно магнитометр с вольтметром на выходе (на рис. 1 обведен штриховой линией) выполняет роль нуль-индикатора. При компенсационном методе измерения гораздо легче обеспечить высокое постоян-

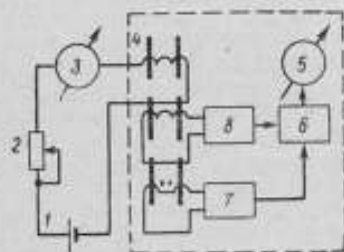


Рис. 1. Схема феррозондового магнитометра

1 — источник тока; 2 — потенциометр; 3 — измеритель тока компенсации; 4 — феррозонд; 5 — нуль-индикатор (например, вольтметр с нулем по середине шкалы); 6 — синхронный детектор; 7 — генератор; 8 — избирательный усилитель.

ство параметров цепи компенсации, чем чувствительности S , зависящей от стабильности коэффициентов передачи (преобразования) отдельных звеньев канала магнитометра [5].

Погрешность, определяемую вторым членом, можно снизить уменьшением угла φ (производственная юстировка феррозонда), обеспечением условия $\psi = 90^\circ$ (установления плоскости угла φ перпендикулярно вектору $\mathbf{V}_\perp = -\vec{i}_\perp \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$) и устранением или компенсацией компоненты \mathbf{V}_\perp . В на-

земных магнитометрах эту погрешность целесообразно устранять методически, путем 180-градусных разворотов феррозонда вокруг продольной геометрической оси. В этом случае по отношению к проекции $B_\perp \cos \varphi$ угол изменяет свой знак на противоположный (рис. 2). Производя измерения до и после разворота и вычислив среднее, получаем результат, свободный от погрешности.

Погрешность, определяемую третьим членом, можно уменьшать за счет 180-градусных разворотов вокруг некоторой поперечной оси ω . Вектор \mathbf{V}_T в этом случае удобно представить в виде двух составляющих:

$$\mathbf{V}_{m1} = iB_T \cos \beta \text{ и } \mathbf{V}_{m2} = kB_T \sin \beta,$$

где β — угол между векторами ω и \mathbf{V}_T (рис. 3).

Из-за наличия угла φ на результат оценки третьего члена погрешности оказывает влияние второй член. С учетом малости угла φ действительно из-

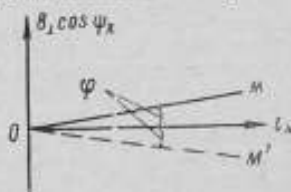


Рис. 2. К пояснению способа уменьшения погрешности, определяемой вторым членом выражения (4)

i_x — направление геометрической оси феррозонда; OM и OM' — положение магнитной оси феррозонда до и после 180-градусного разворота вокруг геометрической оси.

меряемая компонента поля B_i , соответствующая начальному положению феррозонда, составит [6]

$$B_i = \varphi B_{\omega \parallel} + B_{\omega \perp} \cos \lambda, \quad (5)$$

где λ — угол между магнитной осью i и вектором $B_{\omega \perp}$.

Для оценки третьего члена погрешности оба слагаемых выражения (5) должны быть сведены к нулю. Второе слагаемое сводится к нулю в результате 180-градусного разворота вокруг оси ω . Первое слагаемое сводится к нулю путем 180-градусного разворота феррозонда либо вокруг его продольной оси, либо вокруг оси, перпендикулярной продольной оси феррозонда и оси вращения.

Среднее четырех измерений, произведенных до и после 180-градусных разворотов вокруг упомянутых осей, оказывается свободным от погрешностей, определяемых вторым и третьим членами выражения (4). Для 180-градусных разворотов удобно использовать теодолиты-тахеометры. С помощью этих же приборов осуществляется привязка к вертикали и сторонам света.

В феррозондовом вектор-магнитометре (рис. 4) феррозонд закреплен на оптической трубе (телескопе) теодолита-тахеометра. При этом продольная ось феррозонда совмещена с оптической осью трубы.

Конструкция позволяет использовать магнитометр для измерения как B_x, B_y, B_z , так и B_T, D, I . Однако измерение элементов B_x, B_y, B_z усложняет методику работ. Действительно, после нивелировки теодолитного треножника и привязки к географическому меридиану с целью уменьшения погрешностей измерений, определяемых членами выражения (4), в соответствии с описанной методикой необходимо выполнить измерения до и после разворота трубы вокруг вертикальной и горизонтальной осей, каждый раз создавая и измеряя токи компенсации. В общей сложности, измерение элементов B_x, B_y, B_z требует двенадцатикратной компенсации поля в объеме феррозонда.

Указанные недостатки могут быть устранены, если величины B_T, D, I измерять так, как это было предложено Серсоном и Ханнафордом [7], разработавшим аналогичный прибор. При измерении этих величин сначала измеряют углы D и I , а затем уже скалярное значение поля B_T .

Углы D и I измеряют, разворачивая по и против часовой стрелки оптическую трубу с феррозондом вокруг горизонтальной и вертикальной осей до тех пор, пока сигнал на выходе канала магнитометра (на вольтметре, см. рис. 1) не будет равен нулю. Среднее отсчетов дает истинное значение D и I .

Зная углы D и I , трубу с феррозондом легко установить по направлению вектора B_T . Поле в объеме феррозонда уравновешивают полем B_K , измеряя при этом ток, поступающий в обмотку компенсации. Другое значение тока компенсации получают после разворота трубы на 180° вокруг горизонтальной оси и уравновешивания поля B_K . Среднее двух значений тока, помноженное на постоянную обмотки компенсации феррозонда, дает величину B_T .

Таким образом, при измерении величин D, I, B_T производится лишь двукратная компенсация поля в объеме феррозонда, а также сокращается число 180-градусных разворотов оптической трубы.

Преимущество измерения углов D и I заключается в том, что магнитометр выполняет роль нуля-индикатора и, следовательно, погрешность изме-

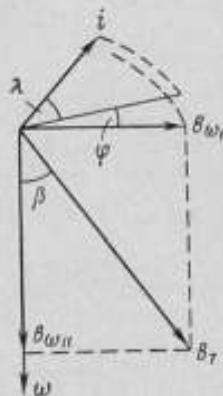


Рис. 3. К пояснению способа уменьшения погрешности, определяемой третьим членом выражения (4)

i — направление магнитной оси феррозонда до 180-градусного разворота вокруг оси ω .

рений, определяемая первым членом выражения (4), отсутствует. Измерения B_T свободны от угловых погрешностей, так как из-за отсутствия поперечной составляющей поля (феррозонд расположен вдоль B_T) второй член в выражении (4) равен нулю. Смещение нуля феррозонда устраняется обычным способом (разворотом трубы с феррозондом вокруг горизонтальной оси на 180°).

Погрешности измерений при работе с магнитометром Серсона и Ханфорда составили: $\delta D = \pm 0,3'$; $\delta I = \pm 0,2'$ и $B_T = \pm 10\gamma$ [7]. На современном

этапе развития феррозондовой магнитометрии может быть достигнута более высокая точность измерений. Чувствительность феррозондовых магнитометров позволяет в режиме нуля-индикатора улавливать отклонения в единицы дуговых секунд, так что погрешности измерения углов D и I будут определяться в основном погрешностями теодолита; погрешность измерения B_T может быть доведена до $1-2\gamma$.

Вектор-магнитометры, измеряющие элементы D , I , B_T , позволяют легко осуществлять контроль за цепями компенсаций (определяющими в основном точность измерения B_T) путем сравнения с квантовым (протонным) магнитометром, расположенным на базе геофизической партии. Измерение элементов D , I , B_T облегчается также сопоставлением наземных наблюдений с воздушными, при которых в основном измеряют значения модуля вектора поля B_T . Кроме того, эти элементы более удобны для предварительной интерпретации результатов измерений. Учитывая достаточно высокую стабильность нуля-пунктов современных феррозондовых магнитометров, полное количество разворотов при измерениях D , I и B_T может производиться через определенные интервалы времени.

Таким образом, переносный феррозондовый вектор-магнитометр, измеряющий элементы B_T , I , D , обеспечивает столь же высокую точность измерений, как и компонентный квантовый вектор-магнитометр при существенном упрощении аппаратуры и методики измерений. По существу точность его будет определяться погрешностями учета поправок на вариации соответствующих элементов вектора B_T . В некоторых случаях при необходимости повышения точности следует производить комплексные измерения феррозондовым (для измерений I , D) и квантовым (для измерения B_T) магнитометрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновский Б. М. Земной магнетизм, т. II. Изд-во ЛГУ, 1963.
2. Ротштейн А. Я. Об измерении составляющих геомагнитного поля в плоскости магнитного меридиана на море с помощью ядерно-прецессионного метода. «Геомагнетизм и аэрономия», т. VII, № 3, Изд-во АН СССР, 1967.
3. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Квантовая магнитометрия. «Геофизическая аппаратура», вып. 33, 34, «Недра», 1967.
4. Alldredge L. R. A proposed automatic Standard magnetic observatory. J. geophys. research. v. 65, № 11, 1960.
5. Афанасьев Ю. В. О погрешностях трехкомпонентного магнитометра. «Геофизическая аппаратура», вып. 38, «Недра», 1968.

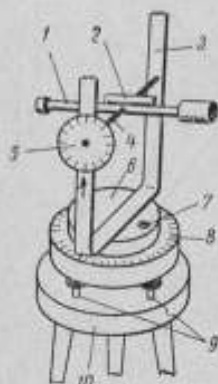


Рис. 4. Схематическое изображение вектор-магнитометра

1 - оптическая труба (телескоп); 2 - феррозонд; 3 - вилка теодолита, жестко связанная с подвижной частью горизонтального круга; 4 - горизонтальная ось; 5 - вертикальный круг; 6 - оборотный столик; 7 - уровень; 8 - горизонтальный круг; 9 - штативные винты; 10 - штатив (трепаж).

6. Жугов Л. Н. Погрешности измерения с трехкомпонентным феррозондовым магнитометром, установленным на вращающейся платформе. «Геофизическая аппаратура», вып. 36, «Недра», 1968.

7. Serson P. H., Haunaford L. W. Canadian Journal of Technology v. 34, № 4, 1956.

Поступила в редакцию
18.V.1970 г.

УДК 621.317.444.088

Р. Г. СКРЫННИКОВ, В. В. ФИЛИППОВ
ВНИИМ

ПОДАВЛЕНИЕ ПОМЕХ В МАГНИТОМЕТРАХ С ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ИНДУКЦИОННОГО ТИПА

Подавление вариаций магнитного поля Земли (МПЗ) и различного рода помех является одним из основных условий понижения порога чувствительности магнитометрической аппаратуры. В реальных условиях измерений на измеряемое магнитное поле накладывается МПЗ с постоянной и переменной составляющими, а также промышленные и атмосферные помехи. Все эти помехи имеют аддитивный характер, поэтому устранение их сводится к вычитанию из суммы «сигнал + помеха» поля помех, т. е. к подавлению помех по электрическому сигналу в измерительном канале или по магнитному полю в объеме преобразователя.

Рассмотрим подавление помех индукционного магнитометра, которое осуществляется по магнитному полю в объеме преобразователя, когда градиент измеряемого магнитного

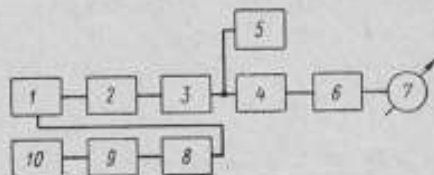


Рис. 1. Блок-схема магнитометра

1 — измерительный преобразователь; 2 — интегратор; 3 — усилитель; 4 — детектор; 5 — самописец; 6 — фильтр детектора; 7 — измерительный прибор; 8 — усилитель; 9 — интегратор; 10 — преобразователь канала подавления.

поля значительно больше градиента поля помех. Преобразователи измерительного канала и канала подавления помех (рис. 1) размещены таким образом, что измеряемое поле действует только на измерительный преобразователь, а магнитное поле помех — на оба преобразователя одновременно. Блок-схема магнитометра приведена на рис. 1. На рис. 2 показана функциональная схема канала подавления помех.

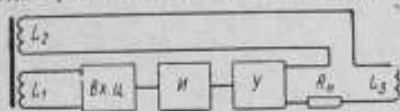


Рис. 2. Функциональная схема канала подавления помех.

Охарактеризуем отдельные ее узлы.

Сигнальная обмотка L_1 имеет э. д. с., наведенную действием поля помехи с индукцией $B_x \cos \omega t$ и равную

$$e = -j\omega n_1 S B \sin \omega t,$$

где ω — число витков; S — площадь витка; μ — магнитная проницаемость тела сердечника.

Входная цепь описывается передаточной функцией*.

$$K_{\text{вх}}(j\omega) = \frac{1}{1 + \frac{j\omega L_1}{R_n}}, \text{ а интегратор } H \text{ — передаточной функцией}$$

$$K_{\text{ин}}(j\omega) = \frac{1}{R_1 - j \frac{1}{\omega C}}.$$

Усилитель U имеет коэффициент передачи $K_{\text{ус}}$, независящий от частоты. Обмотки обратной связи L_2 и подавления помех L_2 характеризуются соответственно постоянными g_1 и g_2 , т. е.

$$g_1 = \frac{B_1}{I_{\text{вых}}}, \quad g_2 = \frac{B_2}{I_{\text{вых}}}.$$

Эквивалентные схемы входной цепи и интегратора приведены на рис. 3 и 4 соответственно. Для удобства функциональную схему представим в виде цепи, каждое звено которой выполняет одну математическую операцию. Эта цепь является моделью реальной блок-схемы системы подавления.



Рис. 3. Эквивалентная схема входной цепи.

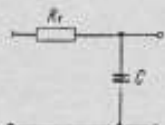


Рис. 4. Эквивалентная схема интегратора.



Рис. 5. Структурная схема канала подавления помех (1—5 — см. рис. 1).

Работу схемы будем анализировать на ее модели (рис. 5).

Звено 1 выполняет операцию дифференцирования. Э. д. с. на выходе этого звена при действии индукции $B_x \cos \omega t$

$$e = \frac{\omega \mu_1 S d (B_x \cos \omega t)}{dt} = -\omega \mu_1 S B_x \sin \omega t.$$

Обозначим $K_g = \omega \mu_1 S$, тогда передаточная функция этого звена будет

$$K_1(j\omega) = \omega K_g e^{+j \frac{\pi}{2}}.$$

где $\varphi_1 = +\pi/2$ — угол сдвига фазы между индукцией магнитного поля и э. д. с., наведенной в преобразователе.

Звено 2 выполняет операцию интегрирования. Выходное напряжение его равно

$$U_1 = \int \omega K_g B_x \sin \omega t dt = K_g B_x \cos \omega t.$$

* Собственной емкостью сигнальной обмотки на инфранизких частотах можно пренебречь.

передаточная функция

$$K_2(j\omega) = \frac{K_n}{\omega} e^{-j\frac{\pi}{2}}$$

Угол сдвига фазы составит $\varphi_2 = \frac{\pi}{2}$. Умножение на постоянную величину производит звено 3. Коэффициент передачи этого звена $K_3 = K_{yc}$ не зависит от частоты. Выходное напряжение равно $U_2 = K_3 K_g B_x \cos \omega t$. Звено 4 преобразует выходной сигнал в индукцию магнитного поля B_1 и в области рассматриваемых частот является частотно независимым

$$K_4 = \frac{B_1}{U_{\text{вих}}/R_n} = g_1,$$

где $U_{\text{вих}} = U_2$.

Звено 5 выполняет операцию, аналогичную производимой звеном 4, т. е.

$$K_5 = \frac{B_2}{U_{\text{вих}}/R_n} = g_2.$$

Таким образом, коэффициент передачи цепи, показанной на рис. 5, можно описать уравнением

$$K = \frac{B_2 \cos \omega t}{B_x \cos \omega t} = \frac{K_g K_n K_{yc} g_2}{1 + K_g K_{yc} K_n g_1} \quad (1)$$

Коэффициент передачи модели не зависит от частоты. Так как помехи имеют случайный характер, их можно представить уравнением

$$B_n(t) = \Sigma B(t) \cos [\omega_0 t + \varphi(t)], \quad (2)$$

где $B(t)$ и $\varphi(t)$ — амплитуда и фаза — случайные функции времени; ω_0 — средняя частота спектра помех.

Индукционные преобразователи чаще всего применяются для измерений в узкой полосе частот, поэтому если ограничить спектр верхней и нижней граничной частотой $\omega_{\text{макс}}$ и $\omega_{\text{мин}}$, то отношение

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{\omega_{\text{макс}} - \omega_{\text{мин}}}{\omega_0}$$

будет незначительным.

Рассмотрим работу модели на примере одной из гармоник спектра, а именно: $B \cos \omega_0 t$ с постоянной амплитудой и нулевой начальной фазой.

Разность между индукциями поля помехи и поля, создаваемого обмоткой подавления помех, составит

$$\Delta B \cos \omega_0 t = B_x \cos \omega_0 t - B_2 \cos \omega_0 t, \quad (3)$$

где $B_x \cos \omega_0 t$ — индукция поля помех; $B_2 \cos \omega_0 t$ — индукция магнитного поля, создаваемого звеном 5.

Относительная величина разности (3) будет

$$\frac{\Delta B}{B_x} = 1 - \frac{B_2}{B_x}. \quad (4)$$

Подставив выражение (1) в (4), получим

$$\frac{\Delta B}{B_x} = \frac{1 + K_g K_n K_{yc} g_1 - K_g K_n K_{yc} g_2}{1 + K_g K_n K_{yc} g_1}. \quad (5)$$

Полное подавление помех будет при $\Delta B=0$, тогда уравнение (5) примет вид

$$1 + K_g K_n K_{yc} g_1 - K_g K_n K_{yc} g_2 = 0. \quad (6)$$

Следовательно, зная коэффициенты передачи 1, 2 и 3-го звеньев модели и постоянную g_1 , можно найти постоянную g_2 :

$$g_2 = g_1 + \frac{1}{K_g K_n K_{yc}}. \quad (7)$$

Реальная система подавления помех (рис. 2) отличается от рассмотренной модели тем, что величины, входящие в уравнение (6), не постоянны и являются функциями времени.

Кроме того, так как величины K_g и K_n зависят от частоты, то в реальной системе ΔB не равно 0.

Рассмотрим погрешность системы подавления помех. При выполнении равенства (7) погрешности системы носят случайный характер. Полная погрешность подавления помех определяется как среднеквадратическая сумма погрешностей коэффициентов передачи всех звеньев

$$\delta_{\Sigma} = \sqrt{\delta_{K_g}^2 + \delta_{K_{н.л}}^2 + \delta_{K_{ис}}^2 + \delta_{K_{yc}}^2 + \delta_{g_1}^2 + \delta_{g_2}^2 + \delta^2(\omega)}, \quad (8)$$

где δ_{K_g} , $\delta_{K_{н.л}}$, $\delta_{K_{ис}}$, $\delta_{K_{yc}}$, δ_{g_1} , δ_{g_2} — погрешности соответствующих коэффициентов передачи; $\delta(\omega)$ — погрешность коэффициента передачи частотно-зависимых узлов.

Так как система охвачена глубокой отрицательной обратной связью, то погрешностей от нестабильности отдельных узлов значительно снизятся.

Статизм* системы определяется уравнением

$$\gamma = \frac{1}{1 + K_1 \beta}, \quad (9)$$

где $\beta = g_1$; $K_1 = K_g K_n K_{yc} K_{н.л}$.

Погрешность, обусловленная изменением коэффициента передачи преобразователя, составит

$$\delta_{K_g} = \frac{\Delta K_g}{K_g} \gamma.$$

Погрешности, вызванные изменением коэффициентов передачи входной цепи, интегратора и усилителя, соответственно равны

$$\delta_{K_{н.л}} = \frac{\Delta K_{н.л}}{K_{н.л}} \gamma; \quad \delta_{K_{ис}} = \frac{\Delta K_{ис}}{K_{ис}} \gamma; \quad \delta_{K_{yc}} = \frac{\Delta K_{yc}}{K_{yc}} \gamma.$$

Обмотки L_2 и L_3 не охвачены обратной связью, поэтому погрешности из-за нестабильности их постоянных будут полностью передаваться на выход системы.

Частотная характеристика системы отличается от рассмотренной модели тем, что коэффициент K_n , входящий в уравнение (6), в реальной схеме зависит от частоты и представляет собой произведение двух коэффициентов

$$K_n = \omega K_{н.л} K_{ис}. \quad (10)$$

Передающие функции $K_{н.л}$ и $K_{ис}$ приведены выше.

Коэффициент передачи входной цепи равен

$$K_{н.л}(\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_0^2 \tau^2}},$$

* В автоматике под статизмом понимают отношение разности входной величины и величины обратной связи к входной величине.

где $\tau = L/R$. В практических схемах $\tau \ll 1$ связано с получением максимальной чувствительности преобразователя, работающего в апериодическом режиме.

Фазовый угол между э. д. с., наведенной в преобразователе, и выходным напряжением будет также небольшим

$$\varphi_1 = -\arctg \omega_0 \tau.$$

Коэффициент передачи интегратора составит

$$K_{ис}(\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_0^2 \tau_1^2}},$$

где $\tau_1 = cR$.

Для интегрирования с малыми погрешностями необходимо, чтобы $\tau_1 \gg 1$. Фазовый угол $\varphi_1 = \arctg \omega_0 \tau_1$, тогда

$$K_{и} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\omega_0^2} + \tau_1^2 + \tau^2 + \omega_0^2 \tau_1^2 \tau^2}} e^{j(\arctg \omega_0 \tau + \arctg \omega_0 \tau_1)}. \quad (11)$$

Выберем величину τ_1 так, чтобы фазовая характеристика удовлетворяла уравнению

$$\arctg \omega_0 \tau_1 = -\frac{\pi}{2} + \arctg \omega_0 \tau. \quad (12)$$

Коэффициент передачи усилителя в рассматриваемой полосе частот $\Delta\omega = \omega_b - \omega_n$ можно считать частотно независимым, так как полоса частот может быть выбрана значительно уже полосы частот, пропускаемых усилителем. Фазовую характеристику усилителя в полосе $\Delta\omega$ можно принимать также частотно независимой.

Коэффициент передачи индукционного преобразователя (сигнальной обмотки) является линейной функцией частоты, так как величина междувитковой емкости не оказывает влияния на работу преобразователя в области инфразвуковых частот.

Подставив уравнение (11) в (1), получим формулу для коэффициента передачи реальной системы

$$K(j\omega_0) = \frac{K_g K_{ус} g_2}{\sqrt{\frac{1}{\omega_0^2} + \tau_1^2 + \tau^2 + \omega_0^2 \tau_1^2 \tau^2 + K_g K_{ус} g_1}} e^{-j(\tau_0 + \tau_1 - \frac{\pi}{2})}. \quad (13)$$

Выбирая величину τ_1 из уравнения (12), определим угол сдвига фазы между B_2 и B_x на частоте ω_0

$$\varphi(B_2 \hat{B}_x) = 0. \quad (14)$$

Коэффициент усиления усилителя $K_{ус}$ подбирается так, чтобы коэффициент передачи системы подавления помех на частоте ω_0 был равен единице.

Подставив уравнение (3) в (4) и заменив ω_0 на ω , получим выражение для амплитудной и фазовой погрешности в зависимости от частоты

$$\frac{\Delta B}{B_x} = 1 - \frac{K_g K_{ус} g_2}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2} + \tau_1^2 + \tau^2 + \omega^2 \tau_1^2 \tau^2 + K_g K_{ус} g_1}} e^{-j(\tau_0 + \tau_1 - \frac{\pi}{2})}. \quad (15)$$

Задавшись величиной частотной погрешности $\delta(\omega) = \frac{\Delta B}{B}$, можно определить граничные частоты полосы подавления помех

$$\delta(\omega) = \frac{\Delta B}{B} = 1 - \frac{K_g K_{yc} g_2}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2} + \tau_1^2 + \tau_2^2 + \omega^2 \tau_1^2 \tau_2^2 + K_g K_{yc} g_1}} \quad (16)$$

Решая уравнение (6) относительно ω , получим выражения для нижней и верхней граничной частоты

$$\omega_n = \sqrt{\frac{\frac{b^2 - (\tau_1^2 + \tau_2^2)}{2} + \sqrt{\left[\frac{b^2 - (\tau_1^2 + \tau_2^2)}{4}\right]^2 - \tau_1^2 \tau_2^2}}{\tau_1^2 \tau_2^2}} \quad (17)$$

$$\omega_H = \sqrt{\frac{\frac{b^2 - (\tau_1^2 - \tau_2^2)}{2} - \sqrt{\left[\frac{b^2 - (\tau_1^2 + \tau_2^2)}{4}\right]^2 - \tau_1^2 \tau_2^2}}{\tau_1^2 \tau_2^2}} \quad (18)$$

где

$$b = \frac{K_g K_{yc} g_2 - K_g K_{yc} g_1 (1 - \delta \omega)}{1 - \delta \omega}$$

Фазовая погрешность определится из фазовой характеристики системы

$$\delta(\varphi) = 1 - K e^{j\Delta\varphi} \quad (19)$$

где $\Delta\varphi$ — угол сдвига фазы между измеряемой магнитной индукцией B_x и индукцией поля подавления помех B_2 . Окончательно получим

$$\Delta\varphi = \varphi_2 + \tau_1 - \frac{\pi}{2};$$

$$\Delta\varphi^{\omega_n} = (\arctg \omega_n \tau_1 + \arctg \omega_n \tau_2) - \frac{\pi}{2};$$

$$\Delta\varphi^{\omega_H} = (\arctg \omega_H \tau_1 + \arctg \omega_H \tau_2) - \frac{\pi}{2}.$$

В заключение можно сделать следующие выводы.

Для максимального подавления низкочастотных помех в индукционных магнитометрах постоянную обмотки подавления g_2 следует находить из уравнения (7).

Погрешности системы подавления помех от неустойчивости отдельных узлов снижаются с уменьшением статизма системы. Величина статизма в данной системе может быть доведена до сотых долей и во столько же раз будут снижены погрешности системы.

Задаваясь частотной погрешностью $\delta\omega$, можно определить граничные частоты полосы подавления системы и фазовую погрешность в данной полосе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович С. Г., Скрынников Р. Г. Исследование магнитного стабилизатора слабых магнитных полей. «Измерительная техника», 1968, № 1.
2. Кореневский Л. Н. К расчету индуктивных преобразователей переменного электромагнитного поля. «Измерительная техника», 1966, № 5.
3. Гинзбург С. А., Лехтман И. Я., Малов В. С. Основы автоматики и телемеханики. «Энергия», 1968.

Поступила в редакцию
23.VI.1970 г.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МАГНИТОМЕТРОВ*

Инерционность магнитометра, обусловленная реактивным сопротивлением, вызывает фазовый сдвиг сигналов, прошедших по его каналу. Фазовый сдвиг создает дополнительную погрешность измерений, возникающую из-за несоответствия угла фазового сдвига входного сигнала углу фазового сдвига выходного сигнала в тот же момент времени.

Зависимость фазового сдвига от частоты сигнала можно получить из выражения передаточной функции системы. Однако аналитическая оценка фазового сдвига, создаваемого каналами магнитометра, требует точного определения реактивных сопротивлений всех его цепей. Задача усложняется еще и тем, что фазовый сдвиг сигнала создается не только электронными блоками магнитометра, но и самописцем, на ленте которого фиксируется изменение формы сигнала во времени. В связи с этим фазо-частотная характеристика магнитометров обычно определяется экспериментально.

Предлагаемый метод измерения фазового сдвига сигналов низкой частоты заключается в фиксации момента измерения мгновенного значения сигнала с помощью порогового устройства ПУ, которое является безинерционным для рассматриваемого диапазона частот, т. е. его момент срабатывания не зависит от частоты запускающего напряжения образцового генератора и определяется уровнем напряжения запуска. В фиксированный момент времени измеряется мгновенное значение сигнала заданной частоты, прошедшего через тракт магнитометра. Амплитудное значение сигнала и его частота фиксируются оператором, затем устанавливается новое значение частоты сигнала той же амплитуды и измеряется его мгновенное значение в момент, фиксированный пороговым устройством. Если мгновенные значения сигналов, измеренные в фиксированный момент времени, будут различны, то между сигналами разной частоты (но одинаковой амплитуды), измеренными магнитометром, имеется фазовый сдвиг.

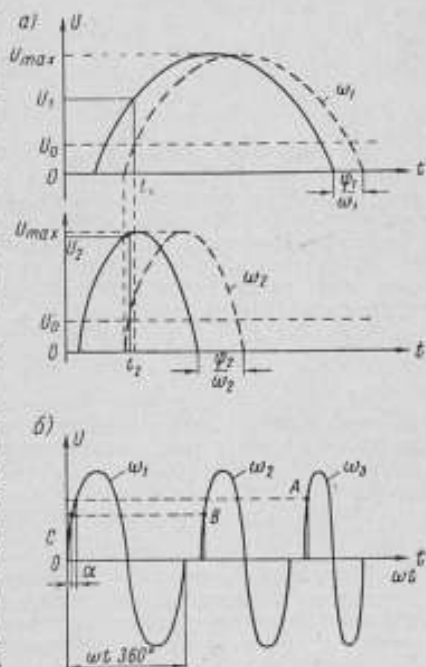


Рис. 1. Временные диаграммы, поясняющие метод вычисления фазового сдвига между сигналами разных частот

a — в фиксированный момент времени; *b* — в момент срабатывания порогового устройства.

* Под магнитометрами здесь понимают приборы для измерения магнитной индукции или напряженности магнитного поля.

Метод вычисления фазового сдвига между сигналами двух различных частот по измеренным мгновенным значениям в фиксированный момент времени поясняется рис. 1, а (пунктирной линией обозначен сигнал с выхода образцового генератора). Сигналы двух частот, прошедшие через тракт магнитометра, имеют временные сдвиги $\frac{\varphi_1}{\omega_1}$ и $\frac{\varphi_2}{\omega_2}$, где φ_1 и φ_2 — угловые сдвиги этих же сигналов. Мгновенные значения задержанных сигналов, измеренные в моменты времени t_1 и t_2 , равны соответственно U_1 и U_2 . Относительные значения сигналов определяются так:

$$\frac{U_1}{U_{\max}} = \sin(\omega_1 t_1 + \varphi_1) \quad \text{и} \quad \frac{U_2}{U_{\max}} = \sin(\omega_2 t_2 + \varphi_2). \quad (1)$$

Фазовые сдвиги сигналов двух различных частот равны

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \arcsin \frac{U_1}{U_{\max}} - \omega_1 t_1; \\ \varphi_2 &= \arcsin \frac{U_2}{U_{\max}} - \omega_2 t_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Из выражений (2) следует, что фазовый сдвиг на каждой частоте сигнала определяется как отношением мгновенного значения сигнала U_i к его максимальному значению U_{\max} , измеренному в фиксированный момент времени, так и фазовым сдвигом, который выражается через отношение амплитуды запуска порогового устройства U_0 к амплитуде U_{\max} .

В связи с тем, что уровень запуска порогового устройства для сигналов обеих частот остается постоянным, соответствующие ему фазовые углы сдвига сигналов не изменяются, т. е.

$$\omega_1 t_1 = \omega_2 t_2 = \arcsin \frac{U_0}{U_{\max}}. \quad (3)$$

Поэтому разность фазовых сдвигов на двух соседних частотах сигнала не зависит от уровня запуска порогового устройства и определяется выражением

$$\alpha = \varphi_1 - \varphi_2 = \arcsin \frac{U_1}{U_{\max}} - \arcsin \frac{U_2}{U_{\max}}. \quad (4)$$

На рис. 1, б представлены диаграммы, поясняющие графический метод вычисления фазового сдвига между сигналами разных частот. На синусоидальных сигналах, прошедших через тракт магнитометра и самописца, отмечаются точки моментов срабатывания порогового устройства (А, В, С). Мгновенные значения сигналов в моменты срабатывания порогового устройства переносятся на одну из синусоид ω_1 , период которой рассматривается на фазовой оси ωt . Проекции двух крайних точек этой синусоиды на фазовую ось определяют общий фазовый сдвиг сигналов в данном диапазоне частот.

Погрешность измерения фазового сдвига сигналов, вызванного магнитометром, зависит от погрешности измерения мгновенного значения сигнала в фиксированные пороговым устройством моменты времени. Поэтому мгновенные значения можно представить как

$$\frac{U - dU}{U_{\max}} = A - \varepsilon, \quad (5)$$

где $A = \frac{U}{U_{\max}}$ — относительное значение измеряемого сигнала в долях его амплитудного значения в момент времени, фиксированный пороговым

устройством; $\delta = \frac{dU}{U_{\max}}$ — относительная погрешность измерения сигнала, определяемая погрешностью уровня запуска порогового устройства и погрешностью, вносимой каналом магнитометра.

С учетом (5) погрешность измерения фазы сигнала, обусловленная погрешностями измерения напряжения, составит

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dU} &= \frac{d}{dU} \arcsin \frac{U - dU}{U_{\max}} = \frac{d(U - dU)}{\sqrt{U_{\max}^2 - (U - dU)^2}} = \\ &= \frac{\frac{dU}{U_{\max}} - \frac{d^2U}{U_{\max}^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{U}{U_{\max}} - \frac{dU}{U_{\max}}\right)^2}} \end{aligned} \quad (6)$$

Наибольшая погрешность измерения разности фаз, согласно выражениям (4) и (6), будет равна

$$\Delta\alpha = \frac{\delta}{\sqrt{1 - (A_1 - \delta)^2}} + \frac{\delta}{\sqrt{1 - (A_2 - \delta)^2}} + R(\delta^2), \quad (7)$$

где $R(\delta^2)$ — погрешность второго порядка малости, которой можно пренебречь.

Если составляющие погрешности δ носят случайный характер, то результирующая погрешность измерения разности фаз будет

$$\Delta\alpha_{\text{рез}} = \delta \sqrt{\frac{1}{1 - (A_1 - \delta)^2} + \frac{1}{1 - (A_2 - \delta)^2}} \quad (8)$$

Анализ систематической погрешности по формуле (7) показывает, что погрешность измерения разности фаз определяется как погрешностью измерения мгновенных значений сигналов,

так и их амплитудными значениями. Например, при $\delta = 1\%$, $A_1 = 0$ и $A_2 = 1$ погрешность $\Delta\alpha$ составит 8%, а при

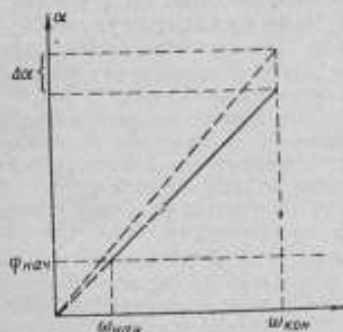


Рис. 2. Фазо-частотная характеристика измерительного канала.

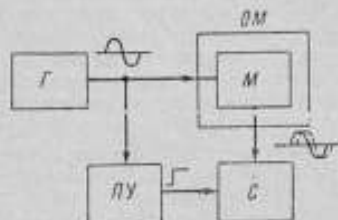


Рис. 3. Схема измерения фазового сдвига сигналов, вносимого магнитометрической аппаратурой.

тех же значениях δ и A_1 , но при $A_2 = 0,5$ она будет равна 2,1%. Следовательно, погрешность измерения разности фаз в начале синусоиды меньше, чем на ее вершине. Поэтому при измерении разности фаз рекомендуется регулировать порог срабатывания ПУ так, чтобы фазовый сдвиг измерялся в интервале $0-70^\circ$ или $110-180^\circ$. При этом погрешность измерения разности

фаз не будет превышать удвоенной погрешности определения мгновенных значений сигнала.

Фазовая характеристика измерительного канала линейной системы представлена на рис. 2. Согласно описанному методу здесь отмечена начальная частота $\omega_{нач}$, с которой начинается построение фазовой характеристики. Соответствующий ей фазовый угол $\alpha_{нач}$ принимается за нулевой, а после вычисления последующих углов фазовая характеристика канала экстраполируется на меньшие значения частоты (показано пунктиром). Пунктирной линией показано также смещение фазовой характеристики измерительного канала на величину погрешности измерения разности фаз.

При измерении фазовой характеристики канала по описанному выше методу используется блок-схема, представленная на рис. 3. Синусоидальный сигнал от генератора G подается на образцовую меру OM , магнитная индукция поля которой измеряется магнитометром M . Одновременно сигнал с генератора подается на запуск порогового устройства $ПУ$. С порогового устройства сигнал поступает на реле отметчика времени самописца, а сигнал с магнитометра — на измерительный механизм самописца.

Описанный метод измерения фазо-частотной характеристики измерительного канала по мгновенным значениям сигналов в фиксированные пороговым устройством моменты времени весьма прост и не требует большого количества оборудования. Погрешность измерения разности фаз сигналов низкой частоты не превышает удвоенной погрешности измерения мгновенных значений сигнала. По описанной выше блок-схеме с помощью этого метода можно измерять фазовую характеристику канала непосредственно по записи сигнала на ленте самописца.

Поступила в редакцию
23.VI 1970

УДК 621.317.404:620.179.143

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, Л. Г. КАДИНСКАЯ
ВНИИМ, ОКБ Министерства геологии СССР

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПЛЕНОЧНЫЕ ФЕРРОЗОНДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Создание высокочастотных феррозондов вызвано миниатюризацией магнитометров и расширением их информационных возможностей.

Миниатюризированные магнитометры найдут применение при измерении электромагнитных полей космического пространства, в наземной магниторазведке, в скважинных исследованиях и т. д. Миниатюризации является реальным шагом не только к уменьшению габаритов и веса магнитометров, но и к повышению их надежности, так как только благодаря ей можно создать дублированные или квадрированные измерительные системы.

Перенос рабочей (несущей) частоты феррозонда в область сотен килогерц позволяет в соответствии с теоремой Котельникова, измерять переменные поля до десятков килогерц. Такие измерения имеют следующие преимущества по сравнению с измерениями, производимыми с помощью пассивных индукционных преобразователей. Во-первых, амплитуда огибающей э. д. с. на выходе феррозонда пропорциональна не первой производной по времени от магнитной индукции, а самой индукции, что немаловажно при измерении переменных полей с несинусоидальной формой волны. Во-вторых, чувствительность феррозонда одинакова для полей различных частот, начиная с нулевой, что позволяет использовать один и тот же магнитометр для поочередного или одновременного (если на выходе его установлен соответствующий фильтр) измерения магнитной индукции постоянных и переменных полей разных частот. Наконец, в-третьих, перенос спектра измеряемого поля в область более высоких частот позволяет при усилении сигнала получить минимальные фазовые искажения по огибающей и, в отличие от пассивных индукцион-

ных магнитометров, ввести по крайней мере на низких частотах, отрицательную обратную связь, уменьшающую мультипликативные погрешности [1].

Использование высокочастотного поля для возбуждения феррозондов без существенного увеличения потребляемой мощности требует применения ферромагнитных сердечников толщиной в несколько микрон. Такие сердечники можно изготовить в виде пленочных покрытий, наносимых на керамическую или иную жесткую основу (подложку).

Наиболее приемлемым методом изготовления пленочных покрытий является электроосаждение. Этот метод позволяет наносить покрытия на подложку любой формы, причем без особых технологических трудностей можно получить покрытия толщиной в единицы и десятки микрон. Сердечники с подобным покрытием изготовлены в виде трубок разного диаметра и использованы в макетах высокочастотных феррозондов. Учитывая трубчатую форму сердечников, решено было прежде всего исследовать параметры и характеристики пленочных феррозондов с поперечным возбуждением. Впервые такие феррозонды были созданы и исследованы советскими учеными [2]. Значительно позднее в США Шонстендом [3] была предложена одна из наиболее удачных конструкций феррозондов этого типа, схематически показанная на рис. 1. Трубчатый сердечник из листового пермаллоя окружен торондальной обмоткой, к концам которой подводится напряжение возбуждения. Вторичная (сигнальная) обмотка расположена вдоль продольной оси пермаллоевой трубки так, что витки перпендикулярны виткам обмотки возбуждения. Переменный ток, протекающий по обмотке возбуждения, создает циркулярное переменное поле, периодически приводящее сердечник в состояние магнитного насыщения. Если внешнее постоянное поле с индукцией B отсутствует, то во вторичной обмотке э. д. с. не возникает. При наличии поля B во вторичной обмотке появляется э. д. с., характеризующаяся четгармоническим спектром.

Было изготовлено несколько макетов феррозондов. В одном из них в качестве механической основы сердечника использовалась кварцевая трубка диаметром 1,5 и длиной 20 мм. Толщина серебряного подслоя составила 0,5 мкм, толщина пермаллоевого покрытия — 5 мкм. При числе витков измерительной обмотки, равном 150, частоте поля возбуждения 10 кГц и потребляемой реактивной мощности порядка 50 мва чувствительность по второй гармонике э. д. с. составляет 6 мкв/мтл. Напряжение небаланса оказалось равным 20—30 мв. Если пропитать внутреннюю часть феррозонда специальными смолами, то уровень напряжения небаланса не будет изменяться под действием механических усилий.

Для того, чтобы обеспечить постоянное напряжение небаланса, а также минимальный уровень этого напряжения, в ОКБ МГ был разработан коаксиальный феррозонд с поперечным возбуждением [4]. Обмотка возбуждения образуется осевым проводом и внешним металлическим чехлом, между которыми расположен трубчатый сердечник. По существу это торондальная обмотка с множеством параллельных витков и с той разницей, что она выполнена достаточно жесткой и строго коаксиальной по отношению к трубчатому пермаллоевому сердечнику. Действительно, нетрудно представить феррозонд, состоящий из осевого провода и двух керамических трубок разного диаметра, несущих ферромагнитное покрытие и измерительную обмотку и заключенных в металлическую трубку, дно которой соединено с осевым проводом. С другой, торцовой стороны осевой провод и металлическая трубка непосредственно соединяются с коаксиальным кабелем. Металлическая трубка одновременно служит чехлом феррозонда.

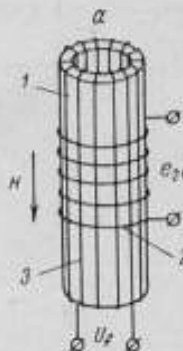


Рис. 1. Схематическое изображение феррозонда с поперечным возбуждением по Шонстенду
1—трубчатый сердечник из листового пермаллоя; 2—сигнальная (измерительная) обмотка; 3—торондальная обмотка возбуждения.

Жесткая коаксиальная конструкция обеспечивает высокое постоянство соотношения сигнал/помеха. Феррозонды такого типа не нуждаются в настройке или юстировке. Будучи коаксиальными, они не излучают помех в окружающее пространство. К недостаткам их относится сравнительно низкий импеданс цепи возбуждения, что на частотах порядка 100 кГц при согласовании с транзисторными генераторами требует применения понижающих трансформаторов с коэффициентом 50:1. На частотах в несколько мегагерц надежность в согласующих трансформаторах может опсть.

Макет феррозонда коаксиальной конструкции показан на рис. 2. В нем не использовались керамические трубки и строгой коаксиальности достигнуто



Рис. 2. Пленочные феррозонды с высокочастотным поперечным возбуждением ($f < 250$ кГц)

1—коаксиальный; 2, 3—петлевые.

не было. Измерительная обмотка размещалась поверх металлического цилиндра. Ставилась задача определить чувствительность при наличии короткозамкнутого витка, образуемого металлическим цилиндром. Было установлено, что при числе витков 150 и частоте поля возбуждения 100 кГц чувствительность феррозонда по второй гармонике э.д.с. составляет 1—2 мкВ/мТл.

На основе литого микропровода в стеклинной изоляции с нанесенным ферромагнитным покрытием были разработаны так называемые петлевые феррозонды [5]. В них по существу используются два трубчатых ферромагнитных сердечника, продольные оси которых располагаются параллельно, а осевой провод (собственно микропровод), проходя через оба сердечника и образуя петлю, служит обмоткой возбуждения. Измерительная обмотка наматывается поверх обоих сердечников.

Конструкция петлевого феррозонда чрезвычайно проста. При наличии упомянутого микропровода он может быть изготовлен в лабораторных условиях. Петлевые феррозонды (рис. 2) могут быть изготовлены малогабаритными и использоваться как точечные преобразователи поля. К недостаткам следует отнести низкий импеданс цепи. По этой причине петлевые и коаксиальные феррозонды целесообразно использовать при возбуждении их переменным полем частотой более 250 кГц.

Петлевым феррозонд длиной около 30 мм на микропроводе диаметром 0,15 мм при толщине пермаллового покрытия 10 мкм, потребляемой мощности 23 мВт и частоте поля возбуждения $f=100$ кГц обеспечивает чувствительность порядка 4 мкВ/мТл при напряжении небаланса около 60 мВ.

Формулы для инженерного расчета феррозондов с поперечным возбуждением даны в работе [6].

На основе упомянутого микропровода с плечным покрытием в ОКБ МГ были разработаны дифференциальные феррозонды с продольным возбуждением. В этом случае собственно микропровод использовался как механическая основа, а обмотка возбуждения наносилась на специальный каркас, например, кварцевую трубку, внутрь которой вставляли микропровод с пленочным ферромагнитным покрытием.

На рис. 3 изображен высокочастотный феррозонд с продольным возбуждением. Сердечники выполнены на микропроводе из меди диаметром 0,15 мм.

Длина пленочного покрытия ($Ni=79\%$, $Fe=21\%$) — 30 мм, толщина — 10 мкм. При числе витков измерительной обмотки 150, частоте поля возбуждения $f=250$ кГц и внешнем металлическом чехле чувствительность по второй гармонике э.д.с. составила 3—5 мкВ/мТл. При замене металлического чехла немагнитическим и настройке измерительной обмотки в резонанс (на частоту второй гармоники) чувствительность достигла 25—30 мкВ/мТл, а напряжение небаланса не превышало 70 мВ.

Испытания небольшой партии феррозондов данной конструкции показали, что в режиме синусоидальной индукции в материале зонда зависимость чувствительности от амплитуды напряженности поля возбуждения

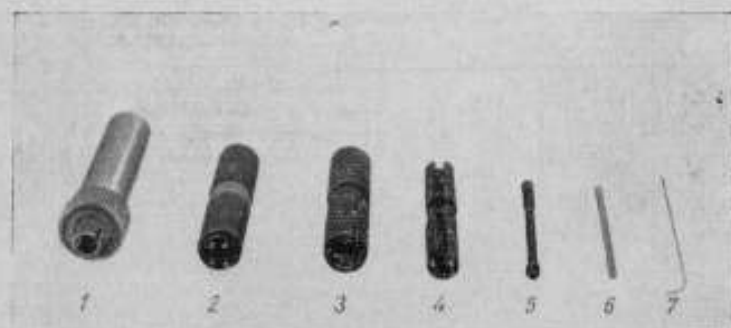


Рис. 3. Пленочный феррозонд с высокочастотным продольным возбуждением ($f \approx 250$ кГц)

1—феррозонд в собранном виде; 2—феррозонд без защитного чехла; 3—внешний каркас; 4—внутренний каркас; 5—полуэлемент цепи возбуждения; 6—кварцевая трубка; 7—микропровод с пленочным пермаллоевым покрытием.

имеет слабо выраженный максимум. Начальная фаза э.д.с. второй гармоники при изменении поля возбуждения также изменяется крайне незначительно. Отклонение чувствительности, начальной фазы и уровня небаланса от номинальных значений при перепаде температур в диапазоне $\pm 50^\circ C$ не превышает нескольких процентов. Неустойчивости нуля, даже при настройке измерительной обмотки в резонанс, не обнаружено.

При испытании высокочастотных пленочных феррозондов различных типов особое внимание было уделено феррозонду с продольным и поперечным возбуждением по основному параметру — аддитивной неустойчивости [1] при кратковременном наложении сильных полей с магнитной индукцией 0,5—1 мТл. Как известно, аддитивная неустойчивость обусловлена явлениями остаточной намагниченности и магнитного последствия. Аддитивная неустойчивость влияет на стабильность нуля магнитометра и не может быть уменьшена за счет введения в канал магнитометра отрицательной обратной связи. Именно поэтому оценка ее является более важной задачей, чем оценка мультипликативной неустойчивости, связанной с временными изменениями чувствительности, начальной фазы и уровня напряжения небаланса [1].

В результате многочисленных экспериментов установлено, что аддитивная неустойчивость при прочих равных условиях в большей степени проявляется в феррозондах с поперечным возбуждением. В таблице приведены данные магнитной индукции, обусловленной остаточной намагниченностью феррозондов трех типов при кратковременном наложении на них поля с магнитной индукцией 1 мТл. Поле создавалось с помощью соленоида, внутри которого помещались испытуемые феррозонды. Измерения проводились с помощью типового канала магнитометра, содержащего генератор, избирательный усилитель, синхронный детектор и регистрирующий прибор. Несущая частота $2f=500$ кГц. Погрешность измерения за счет осреднения ряда наблюдений

не превышала 3 мкВ. Как видно из таблицы, феррозонды с продольным возбуждением обладают более высокой устойчивостью нуля, потребляя в то же время меньшую мощность по цепи возбуждения.

Во время экспериментов было замечено, что с увеличением амплитуды поля возбуждения (или потребляемой мощности) остаточное поле в феррозондах с поперечным возбуждением уменьшалось далеко не во всех случаях. Что касается феррозондов с продольным возбуждением, то здесь увеличение амплитуды поля возбуждения почти во всех случаях приводило к уменьшению остаточного поля.

| Способ возбуждения | Тип конструкции | Потребляемая мощность, мвт | Поле, обусловленное остаточной намагниченностью, мкВ |
|--------------------|-----------------|----------------------------|--|
| Поперечный | Рис. 1 | 106 | 15 |
| | То же | 136 | 7 |
| | " | 129 | 12 |
| | " | 66 | 3 |
| Продольный | Рис. 2 | 63 | 15 |
| | То же | 50 | 10 |
| | Рис. 3 | 50 | 3 |
| | То же | 63 | 3 |
| " | " | 108 | 3 |

Переход на несущие частоты порядка сотен килогерц позволил резко сократить объем и вес электронной части магнитометров, прежде всего в элементах селекции. Вместо сложных в изготовлении горизонтальных транзисторов с альсиферовыми сердечниками в высокочастотном магнитометре могут использоваться трансформаторы промежуточной частоты, применяемые в супергетеродинных радиоприемниках (рис. 4). Они не только

отличаются малыми габаритами, но и имеют подстроечные сердечники, позволяющие довольно быстро производить настройку электронной части магнитометра. Высокочастотные магнитометры не требуют крупногабаритных или дорогостоящих конденсаторов (например, электролитических танталовых).



Рис. 4. Лабораторный макет канала высокочастотного магнитометра
1—феррозонд; 2—избирательный усилитель и синхронный детектор; 3—генератор и удвоитель частоты.

Кроме того, в них могут применяться узлы и элементы в микромодульном и ином миниатюризованном исполнении. В перспективе, при переходе на еще более высокие частоты, по-видимому, могут использоваться и твердые схемы.

Опыт создания лабораторного макета (рис. 4) с коэффициентом усиления избирательного усилителя по напряжению примерно 10^3 показал, что при сравнительно плотном монтаже самовозбуждения канала не наблюдалось. В макете использовались транзисторы 2Т-301Е; включение обычное, без цепочек нейтрализации. Рабочая частота $2f=500$ кГц. Чувствительность канала без обратной связи составляла около 2,5 мВ/мТл, потребляемая мощность — 0,2 вт. Вес канала вместе с феррозондом не превышал 70 г.

С помощью высокочастотного магнитометра были измерены поля в частотном диапазоне от нуля до нескольких килогерц.

В работе [7] экспериментально подтверждена неизменность чувствительности феррозондового магнитометра в диапазоне частот 0—400 гц. Нами установлено, что при повышении несущей частоты до 500 кГц верхняя граничная частота измеряемых полей может быть резко увеличена. В данном случае все зависит от полосы частот избирательного усилителя и постоянной времени синхронного детектора. При полосе избирательного усилителя $F=15$ кГц была достигнута неизменность чувствительности магнитометра в диапазоне 0—4,5 кГц.

Постоянство чувствительности феррозондовых магнитометров в широком диапазоне частот позволяет создать устройства для одновременного измерения магнитной индукции постоянного и переменного полей. Эти устройства можно разделить на две группы, предназначенные для измерения когерентных и некогерентных переменных полей.

Магнитометры первой группы всегда содержат по крайней мере один дополнительный генератор низкой частоты Ω и питающий контур (катушку), находящийся вблизи феррозонда. Между контуром и феррозондом, возбуждаемым переменным полем более высокой частоты ω , устанавливается электромагнитная связь, которая, изменяясь под действием внешних факторов, позволяет по изменению магнитной индукции поля частоты Ω судить о степени воздействия этих факторов. Обычно для выделения сигнала частоты Ω в схему магнитометра вводят дополнительный синхронный детектор [8].

На рис. 5 изображена обобщенная схема магнитометров первой группы с различными дополнениями. Эта схема может использоваться для исследования магнитной восприимчивости пород в скважинах и шурфах, для частотного зондирования при наземной разведке, для обнаружения металлических предметов, скрытых от непосредственного наблюдения, для контроля углового положения тел относительно векторов магнитной индукции постоянного и переменного полей, для измерения остаточной намагниченности образцов горных пород и устройствах типа рок-генераторов, где переменное магнитное поле возникает за счет вращения образца, для счета, контроля и разбраковки различных деталей при их серийном производстве и т. д.

Во вторую группу магнитометров могут входить также дополнительные генераторы низкой частоты, однако они предназначены только для асинхронного детектирования. Эти магнитометры могут использоваться для изучения электромагнитных возмущений, например, для анализа спектра ионосферных возмущений, для обнаружения переменных полей, создаваемых различными автономными источниками и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В. О погрешностях трехкомпонентного магнитометра. Сб. «Геофизическая аппаратура», вып. 38, «Недра», 1968.

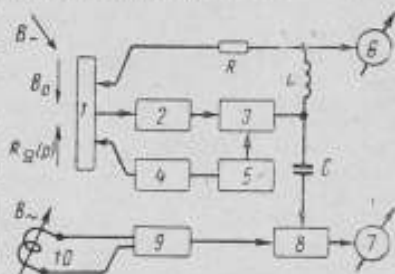


Рис. 5. Схема магнитометра для одновременного измерения постоянного

(\vec{B}_0) и переменного (\vec{B}_1) полей

B_0 — измеремая проекция постоянной магнитной индукции; $B_1(P)$ — измеремая проекция переменной магнитной индукции, зависящая от некоего внешнего фактора P ; 1 — феррозонд; 2 — широкополосный избирательный усилитель; 3 — основной (первый) синхронный детектор; 4 — генератор, вырабатывающий напряжение частоты ω ; 5 — усилитель частоты; 6, 7 — регистрирующие приборы; 8 — дополнительный (второй) синхронный детектор; 9 — дополнительный генератор, вырабатывающий напряжение частоты Ω ; 10 — контур (возбудитель переменного поля); R, L, C — соответственно сопротивление, индуктивность и конденсатор, необходимые для развязки выходных сигналов.

2. Горелик Г. С. О некоторых нелинейных явлениях, происходящих при суперпозиции взаимно перпендикулярных магнитных полей, Изв. АН СССР, сер. физ., т. VIII, № 4, 1944.

3. Schonstedt E. O. Agjstable magnetic core pat USA № 3076330, cl 324—43, 1962.

4. Афанасьев Ю. В., Канторович В. Л., Кадницкая Л. Г., Абелеская З. М. Феррозонд с высокочастотным поперечным возбуждением. Авт. свид. № 206710, «Бюллетень изобретений», 1967, № 1.

5. Афанасьев Ю. В., Кадницкая Л. Г., Селютин В. А., Хвостов О. П. Феррозонд с поперечным возбуждением. Авт. свид. № 230435, «Бюллетень изобретений», 1968, № 34.

6. Афанасьев Ю. В., Беркман Р. Я., Кадницкая Л. Г. К расчету феррозондов с поперечным возбуждением. Сб. «Геофизическая аппаратура», «Недра», № 40, 1969.

7. Лысенко А. П., Соколов Н. Ф., Михлин Б. З. О методах измерения слабых магнитных полей в широком спектре частот. Сб. «Геофизическое приборостроение», «Недра», 1961, № 9.

8. Беркман Р. Я. Измерение напряженности переменных магнитных полей низкой частоты методом двойного преобразования сигнала, Автореф. дисс. ЛПИ, Львов, 1960.

Поступила в редакцию
18.V. 1979 г.

УДК 620.179.143—538.567.4.088

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, П. Е. КОТЛЯР

ВНИИМ, Институт электротехники и автоматики СО АН СССР

ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С МАГНИТНЫМИ ШУМАМИ В ФЕРРОЗОНДАХ И МАГНИТНЫХ МОДУЛЯТОРАХ

Порог чувствительности феррозондов и магнитных модуляторов, работающих на удвоенной частоте, определяется помехами и флуктуациями как в самих преобразователях, так и в согласуемых с ними электронных схемах.

Помехи могут быть вызваны недостаточной электромагнитной развязкой между измерительной цепью и цепью питания (возбуждения); остаточной намагниченностью и магнитным последствием сердечников феррозондов и магнитных модуляторов; неоднородностью постоянных и переменных магнитных потоков в объеме сердечников; магнитным шумом в сердечниках при их перемагничивании; флуктуациями, происхождение которых связано с неидентичностью полужелезистых преобразователей, в том числе непараллельностью магнитных осей феррозондов, а также с асимметрией петли гистерезиса сердечников при их периодическом перемагничивании.

Важным и наименее изученным фактором, определяющим порог чувствительности феррозондов и магнитных модуляторов, являются флуктуации, обусловленные асимметрией петли гистерезиса, и магнитные шумы сердечников. Оба эти явления связаны со скачками Баркгаузена.

Как известно, минимум магнитостатической энергии ферромагнитных тел размером более 10^{-4} — 10^{-3} см в ненамагниченном состоянии связан с образованием некоторого числа областей самопроизвольной намагниченности — доменов, намагниченных до насыщения. Энергетически наилучшей является такая ориентация векторов намагниченности J_s отдельных доменов, при которой намагниченность всего ферромагнитного образца равна нулю.

При воздействии на ферромагнитный образец внешнего магнитного поля напряженностью H наблюдается рост доменов, вектор намагниченности которых совпадает с вектором H (или составляет с ним минимальный угол). Рост происходит за счет доменов с антипараллельной ориентацией вектора

намагниченности. При медленном изменении поля H граница между доменами будет смещаться так, что для каждого значения она будет занимать положение, соответствующее минимуму свободной энергии ферромагнетика. Если на своем пути граница встречает препятствие K (рис. 1, а), то некоторый ее участок останавливается и она растягивается, причем площадь этого участка будет пропорциональна размеру препятствия. При дальнейшем увеличении напряженности поля (от H_1 до H_2) за счет растяжения границы повышается ее обменная (суммарная объемная) энергия (рис. 1, б). При некотором значении напряженного поля H_3 приведенная энергия границы достигает величины энергетического барьера, созданного препятствием K , участок S_0 скачком перемещается в новое положение равновесия, проходя путь l_0 за время t_0 (рис. 1, в). После этого граница выравнивается и движется дальше синхронно с изменением H до нового препятствия. Препятствиями в реальном ферромагнетике являются искажения кристаллической решетки, вызванные иными включениями, выпадениями другой фазы, пустотами, границами зерен, остаточными напряжениями и т. д. [1]. Последние исследования [2] показали, что неоднородности имеются даже в монокристаллических пленках чистых металлов.

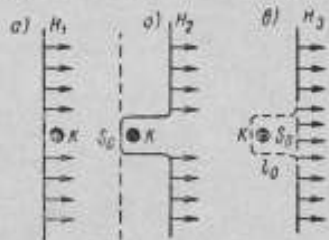


Рис. 1. Механизм возникновения скачков Баркгаузена [1].

Во время скачка Баркгаузена элемент объема перемагничивается и магнитный момент его изменяется на величину $P_{\text{мо}} = 2I_s V_0$ (для случая 180° границы), в результате чего намагниченность образца изменяется на величину

$$\Delta I = \frac{P_{\text{мо}}}{V} \cos \alpha,$$

где V — объем ферромагнитного образца; α — угол между I и H .

Для того чтобы выяснить влияние эффекта Баркгаузена на характеристику преобразования феррозондов и магнитных модуляторов, рассмотрим три случая.

1. Допустим, что число, форма, амплитуда, длительность скачков Баркгаузена, а также интервалы между ними повторяются от полуцикла к полуциклу перемагничивания без каких-либо флуктуаций, так что изменение индукции (или э. д. с., наводимой в выходной обмотке устройства) во времени является нечетной функцией, обладающей симметрией III рода, т. е.

$$B\left(t + \frac{T}{2}\right) = -B(t).$$

В этом случае спектр индукции, несмотря на ступенчатый характер ее изменения, состоит только из нечетных гармоник частоты возбуждающего поля.

2. Допустим, что при перемагничивании один или несколько параметров скачков Баркгаузена изменяются от полуцикла к полуциклу, но флуктуаций при этом не происходит. В этом случае в спектре индукции (э. д. с.), кроме нечетных, возникают четные гармоники частоты возбуждающего поля.

Из общих соображений следует, что реальные препятствия в ферромагнетике всегда имеют неправильную форму. На рис. 2 приведена экспериментально полученная [3] микрогистерезисная петля в кристалле никеля. Характер петель гистерезиса, приводимых в [4], подтверждает наличие описанного выше случая в реальных ферромагнетиках. Результирующая петля гистерезиса ферромагнитного образца получается суперпозицией подобных

микрогистерезисных петель и, несмотря на значительное усреднение, не может быть полностью симметричной.

Следовательно, к факторам, ограничивающим порог чувствительности феррозондов и магнитных модуляторов, следует отнести также асимметрию петли гистерезиса, обусловленную изменчивостью скачков Баркгаузена от полуцикла к полуциклу перемагничивания, что приводит к появлению в спектре индукции (з. д. с.) четных гармоник. Внешние факторы могут вызвать медленный диффузионный дрейф или изменение ориентации препятствий в ферромагнитном образце, что приведет к изменению уровня четных гармоник. Последнее явление помогает понять смещение нуля в феррозондах и магнитных модуляторах.

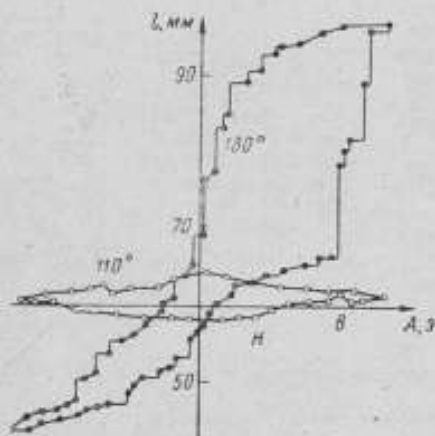


Рис. 2. Осциллограммы скачков Баркгаузена и микрогистерезисные петли.

эффекта Баркгаузена и магнитных шумов посвящено довольно много работ, попытки установления физической природы магнитных шумов предприняты лишь в [5 и 6]. Следует отметить, что пока еще невозможно определить величину и спектральное распределение магнитных шумов для ферромагнетиков, перемагничиваемых при заданных условиях.

Достаточно коррективное решение задачи о взаимодействии границы с дефектом можно получить лишь для случая изолированного участка границы Блоха с магнитоактивным дефектом в форме шара.

Так как по данным экспериментов, большинство дефектов имеет асимметричный энергетический барьер, ограничимся качественным рассмотрением некоторых возможных причин возникновения магнитных шумов. Причиной флуктуаций параметров скачков Баркгаузена в отдельных элементах образца при его циклическом перемагничивании могут быть: дефект кристаллической решетки, обладающий распределением энергетического барьера относительно выбранной системы координат и некоторой подвижностью; координаты центра зарождения области с новым направлением вектора намагниченности; время движения границы между двумя соседними доменами от момента зарождения области с новым направлением вектора намагниченности до момента встречи границы с дефектом кристаллической решетки.

Остановимся на модели [7], в которой причиной магнитных шумов является нестрогая повторяемость моментов перемагничивания микрообластей, а все параметры импульсов з. д. с., обусловленных скачками Баркгаузена, сохраняются постоянными. Если допустить, что координаты центра зарождения области с новым направлением вектора намагниченности и координаты дефекта кристаллической решетки остаются постоянными, то подобные флуктуации могут быть обусловлены лишь изменениями времени движения границы между доменами от момента зарождения области с новым направ-

3. Если в указанных двух случаях при перемагничивании от цикла к циклу наблюдаются случайные флуктуации параметров скачков, то спектр индукции (з. д. с.) оказывается дискретно-сплошным. Иными словами, кроме отдельных дискретных линий с частотами, кратными частоте перемагничивающего поля, имеется сплошной спектр, который и называется магнитным шумом.

Мощности дискретных линий и спектральной плотности магнитного шума в феррозондах и магнитных модуляторах определяются параметрами скачков Баркгаузена и их флуктуациями.

Рассмотрим физическую природу магнитных шумов. Хотя исследованию

лением вектора намагниченности до момента встречи границы с дефектом кристаллической решетки. Так как физические характеристики ферромагнетика не могут изменяться от периода к периоду перемагничивания, то должна изменяться скорость перемагничивания, которая определяется как [8]

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{\theta} ns (H - H_k) + \alpha \frac{dH}{dt},$$

где n — число доменов; s — средняя граничная площадь; $ns = s$ — суммарная площадь движущихся доменных границ; θ — постоянный коэффициент; H — мгновенное значение напряженности перемагничивающего поля; H_k — напряженность критического поля, или поле старта; α — магнитная восприимчивость.

Следовательно, для устранения подобных флуктуаций необходимо обеспечивать стабильность амплитуды и частоты тока возбуждения. Вторым источником флуктуаций, приводящих к возникновению магнитных шумов, может быть изменение ориентации дефекта, имеющего неправильную геометрическую форму, и наличие подвижных дефектов, изменяющих свои координаты от периода к периоду.

Исследования в области теории пластичности [8, 9, 10] показывают, что основной причиной подвижности дефектов являются механические напряжения. Под их действием дефекты, образующие исходную дислокационную структуру, могут двигаться по кристаллу. При наличии градиента напряжений дислокации выходят на поверхность кристалла, после чего они уже не участвуют в дальнейшей пластической деформации. Для поддержания процесса деформирования внутри кристалла должны непрерывно рождаться новые дислокации (механизм Франка-Рида).

В работе [8] закон кинетики подвижных дислокаций формулируется так: «Всякое кристаллическое тело под влиянием пластической деформации претерпевает приток du числа подвижных дислокаций, пропорциональный деформации de и квадратично зависящий от числа уже имеющихся дислокаций». Таким образом,

$$du = [\alpha_0 + (\alpha - \beta) - \gamma u^2] de,$$

где u — число дислокаций исходной структуры; d — величина, пропорциональная вероятности того, что дислокация образует новую; β — величина, пропорциональная вероятности того, что дислокация погибнет, не создав новой; γ — величина, пропорциональная вероятности того, что дислокация, встретив другую, образует устойчивую пару; α_0 — величина, пропорциональная вероятности первичного возникновения дислокаций при деформации кристалла.

Возникновение подвижных дислокаций является ценным процессом, так как концентрация дислокаций исходной структуры зависит от величины деформации [10].

Таким образом, источником магнитных шумов в феррозондах и магнитных модуляторах являются флуктуации параметров дефектов, причем составляющая шумов, обусловленная увеличением концентрации дефектов и возникновением подвижных дефектов под действием механических напряжений, вызванных магнитострикцией, превалирует над составляющей, обусловленной диффузионными процессами.

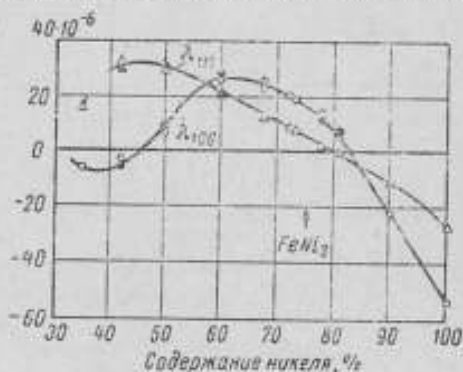


Рис. 3. Магнитострикция железо-никелевых сплавов.

При знакопеременных нагрузках потери на пластический гистерезис, обусловленные подвижными дислокациями, пропорциональны $\sigma^2 = (E\lambda_s)^2$, где E — модуль упругости; λ_s — коэффициент магнитострикции.

Следовательно, уровень магнитных шумов также должен быть пропорционален σ^2 .

В таблице приведены данные об уровне магнитных шумов в магнитных модуляторах, сердечники которых выполнены из железо-никелевых спла-

| Сплав | Минимальное значение магнитного шума при $H_{пор}$ $\frac{1}{\sigma} \approx \frac{1}{k \cdot 10^8}$ по Розенблату [11] | Коэффициенты магнитострикции по кристаллографическим осям по Бозоргу (рис. 3) | | $\lambda_s = \frac{2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}}{5}$ | Расчетное значение λ_s |
|--------|---|---|-------------------|---|--------------------------------|
| | | λ_{100} | λ_{111} | | |
| 80 НХС | $2,6 \cdot 10^{-6}$ | $9 \cdot 10^{-6}$ | 0 | $3,6 \cdot 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{-6}$ |
| 79 НМА | $3,4 \cdot 10^{-6}$ | $11 \cdot 10^{-6}$ | $1 \cdot 10^{-6}$ | $5 \cdot 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{-6}$ |
| 65 НП | $700 \cdot 10^{-6}$ | $26 \cdot 10^{-6}$ | — | $26 \cdot 10^{-6}$ | $26 \cdot 10^{-6}$ |
| 50 НП | $41 \cdot 10^{-6}$ | $9 \cdot 10^{-6}$ | — | $9 \cdot 10^{-6}$ | $10 \cdot 10^{-6}$ |

вов [11]. Коэффициенты магнитострикции этих сплавов, по данным Р. Бозорга, и значения λ рассчитываются по формуле

$$\lambda_s = \frac{1}{E} \sqrt[3]{\frac{H_{пор}}{k}}$$

где k — коэффициент, зависящий от скорости перемагничивания сердечника (для данной таблицы $k = 5 \cdot 10^8$).

Для материалов марок 65НП и 50НП, обладающих текстурой, величина λ_s принималась равной λ_{100} .

Помимо спонтанной магнитострикции, на уровень магнитных шумов заметное влияние оказывают магнитострикции формы и вынужденная магнитострикция.

Помимо широко известной спонтанной магнитострикции, в ферромагнитных веществах наблюдается также вынужденная магнитострикция и магнитострикция формы.

Связь между деформацией образца, обусловленной суммарным воздействием различных видов магнитострикции, описывается уравнением, выведенным в [11]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial}{\partial p} \right)_{H_i} \int_0^M H_i dM - \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial M}{\partial p} \right)_{H_i} + \frac{N J^2}{2k}$$

где ε — объемная деформация; V_0 — объем сердечника до деформации; M и J — магнитный момент и намагниченность образца соответственно; H и H_i — напряженность внешнего и внутреннего поля соответственно; N — размагничивающий фактор; k — модуль сжимаемости.

Первые два члена этого выражения определяются величиной спонтанной магнитострикции, третий член — вынужденной, а последний дает эффект нормы. По порядку величин спонтанная магнитострикция для материалов типа 80НХС и 79НМА составляет около $(3-5) \cdot 10^{-8}$. Относительная величина вынужденной магнитострикции составляет $10^{-10} - 10^{-8}$, а разность относительных продольных деформаций образцов железа в виде сферы и длинного стержня составляет около $4 \cdot 10^{-6}$.

Приведенное выражение позволяет оценить влияние материала сердечника, его объема и формы на уровень магнитных шумов, а наличие различ-

ных знаков у отдельных членов выражения осуществить компенсацию деформаций.

Одним из источников магнитных шумов могут быть флуктуации центров зарождения областей с новым направлением вектора намагниченности. Центрами зарождения обычно являются дефекты кристаллической структуры ферромагнетика, вокруг которых возникают значительные градиенты напряженности поля. Так как плотность дефектов в применяемых в настоящее время магнитных материалах велика, то возможно существование нескольких дефектов с близкими или даже равными энергетическими параметрами. Это может явиться предпосылкой для флуктуаций центров зарождения областей с новым направлением вектора намагниченности. Флуктуации центров зарождения приводят к флуктуациям моментов возникновения скачков Баркгаузена, а в случае дефектов неправильной геометрической формы — к флуктуациям параметров скачков Баркгаузена за счет изменения угла атаки грани между двумя доменами дефекта или структурной неоднородности.

Перечислим способы снижения уровня магнитных шумов в феррозондах и магнитных модуляторах. Одним из наиболее перспективных способов является применение ферромагнитных материалов с идеальной кристаллической решеткой.

Такие свойства ферромагнетиков, как максимальная магнитная проницаемость, коэрцитивная сила, характер магнитных шумов и другие являются структурно-чувствительными и в значительной степени определяются объемом и поверхностным совершенством кристалла. Из существующих материалов особое место в этом отношении занимают итневидные монокристаллы (усы) железа, обладающие высокосовершенной кристаллической решеткой и вследствие этого многими необычными для массивных ферромагнетиков свойствами.

Максимальное значение относительной магнитной проницаемости, полученное на итневидных монокристаллах железа [14, 15], достигает $3 \cdot 10^6$. Отсутствие искажений кристаллической решетки задерживает возникновение перемagnetичивания, в результате чего коэрцитивная сила монокристаллов возрастает до значений, близких к напряженности поля анизотропии. Последнее, очевидно, может затруднить применение итневидных монокристаллов в качестве сердечников феррозондов, однако введение искусственных дефектов, служащих одновременно фиксированными центрами зарождения, позволит сравнительно легко обойти эти трудности.

Небольшое количество потенциальных барьеров, с которыми взаимодействует доменная граница, создает условия для возникновения одного большого скачка Баркгаузена с высокой скоростью перемagnetичивания.

Максимальная скорость движения доменных границ достигает 50 км/сек, что в сотни раз превышает скорость, полученную на растянутых железо-никелевых проволоках [16].

Длина итневидных монокристаллов железа, получаемых в настоящее время, достигает 30 м, диаметр 1—500 мкм. Совершенная геометрия монокристаллов в сочетании с высокими магнитными свойствами позволяет надеяться, что итневидные монокристаллы ферромагнитных материалов найдут широкое применение в феррозондовой магнитометрии.

Как подчеркнуто в работе [19], способом снижения уровня магнитных шумов является применение ферромагнитных материалов с нулевым значением коэффициентов магнитострикции. Достоинством этой работы является экспериментальное подтверждение связи магнитных шумов с коэффициентами магнитострикции, однако предложенный автором механизм возникновения э. д. с. четных гармоник при отсутствии внешнего поля нуждается в уточнении.

Наиболее удовлетворительные результаты могут быть получены в случае равенства нулю всех трех коэффициентов магнитострикции. Из известных двухкомпонентных сплавов системы Fe—Ni нулевой магнитострикцией насыщения обладает сплав, состоящий из 81% Fe и 19% Ni. В настоящее время

ведутся работы по созданию магнитномягких материалов с $\lambda=0$ для всех кристаллографических осей.

Так как концентрация дефектов на поверхности сердечника значительно выше, чем во внутренних областях ферромагнетика, резервным методом снижения уровня магнитных шумов может быть введение (как заключительной стадии обработки) химической полировки сердечников.

К технологическим способам следует отнести также метод фиксации центров зарождения областей с новым направлением вектора намагниченности. В экспериментах Сикстуса—Тонкса [16] необходимый для фиксации центров зарождения градиент напряженности поля возбуждения создавался за счет различной плотности витков обмотки возбуждения. Тот же эффект можно получить за счет периодического изменения сечения сердечников, создания местных механических напряжений и другими способами. Возможно также активное магнитное или акустическое воздействие на ферромагнетик с целью упорядочения доменной структуры и скачков Баркгаузена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родячев А. М., Игнатенко В. А., Саланский Н. М. К оценке величины скачка Баркгаузена. Сб. «Магнитная структура ферромагнетиков», Новосибирск, 1960.
2. Сивков Н. И. Доменная структура монокристаллических пленок железа, никеля и кобальта. Автореф. дисс. Красноярск, Институт физики им. акад. Киренского А. В. СО АН СССР, 1969.
3. Stierstadt K. Über der Barkhausen-Effekt. Die Naturwissenschaften 54, H. 21, 1967.
4. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. «Наука», 1966.
5. Колачевский Н. Н. Исследование статистических явлений в процессах статистического перемагничивания ферромагнетиков. Автореф. дисс., МФТИ, 1960.
6. Ferro A., Mazzetti P., Montalenti G. Temperature-Dependence of the Power Spectrum of the Barkhausen Noise of Various Magnetic Materials, Anomalous Barkhausen Effect, Nuovo cimento, v. ZVI, 1968.
7. Грачев А. А. О сплошном спектре э.д.с. циклического перемагничивания. Изв. вузов, «Радиофизика», 1958, т. 1, № 2.
8. Акулов Н. А. Дислокация и пластичность. Изд-во АН БССР, Минск, 1961.
9. Коттрел А. Х. Дислокация и пластическое течение в кристаллах. «Мир», 1958.
10. Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. «Мир», 1969.
11. Карр В. Магнитострикция. Сб. «Магнитные свойства металлов и сплавов», Изд. иностр. литер., 1961.
12. Sixtus K. J., Tonks L. The propagation of large Barkhausen discontinuities along wires. Phys. Rev. 35, 1930.
13. Knowles J. E. The magnetization reversal process in square-loop ferrites, Phys. Techn. Rev., 1962, v. 24, № 8, p. 242.
14. Тролин Ю. Д., Якубайлик Э. К. Исследование магнитных свойств индивидуальных монокристаллов железа. Изв. СО АН СССР, сер. техн. вып. 3, 1963.
15. Бережкова Г. В. Игневидные кристаллы. «Наука», 1969.
16. Scott G. G., Coleman R. V. Domain Changes during Longitudinal Magnetization of Iron Whiskers J. Appl. Phys. 1957, 28, p. 1512.
17. Берхман Р. Я. Собственные шумы феррозондов и методики их исследования. Сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 7, Л., «Недра», 1960.

16. Афанасьев Ю. В. Феррозонды. «Энергия», 1969.

19. Weiner M. M. Magnetostrictive Effect and Noise in Flux Gate Magnetometers. IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-5, № 2, 1969.

Поступила в редакцию
20.VI.1970 г.

УДК 538.21.08

И. А. ТОМАШЕВСКАЯ, Е. Н. ЧЕЧУРИНА
ВНИИМ

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ПЕРВЫМ ГАРМОНИКАМ ИНДУКЦИИ И НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для оценки динамических свойств магнитных материалов используется большое число методов и характеристик. Однако, как считают авторы многих работ [1, 2, 3], энергетические процессы, происходящие в магнитомягких материалах в граничных режимах намагничивания (при синусоидальной маг-

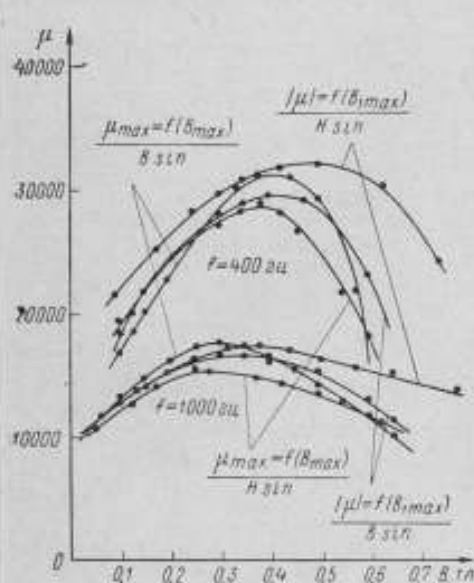


Рис. 1. Зависимость магнитной проницаемости от магнитной индукции для образца из пермаллоя марки 79НМ толщиной 0,2 мм.

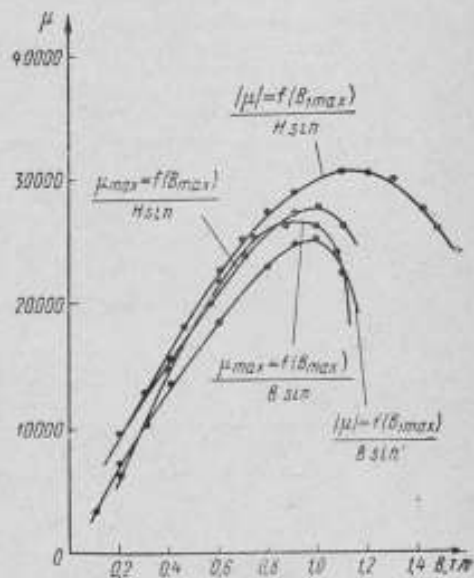


Рис. 2. Зависимость магнитной проницаемости от магнитной индукции для образца из пермаллоя марки 50Н толщиной 0,02 мм при частоте 1000 Гц.

нитной индукции B и синусоидальной напряженности H магнитного поля), обусловлены в основном энергией первых гармоник. В связи с этим все больше специалистов приходят к выводу о необходимости стандартизации динамических магнитных характеристик, определенных по первым гармоникам магнитной индукции и напряженности магнитного поля.

Рассмотрим особенности динамических магнитных характеристик, определенных по первым гармоникам B и H в разных режимах намагничивания.

Определение модуля комплексной магнитной проницаемости производилось на установке У5017 мостовым методом и на прямоугольно-координатном компенсаторе ВНИИМ. Сопоставление результатов, полученных на этих установках, показало удовлетворительную сходимость. Однако следует заметить, что при определении этих характеристик с помощью компенсатора наблюдается меньшая погрешность, так как точность измерения магнитных параметров определяется точностью измерения комплексных составляющих напряжения (1%). В случае моста модуль комплексной проницаемости и его составляющие определяются через индуктивность образца (погрешность измерения 3%) и эквивалентное сопротивление потерь (погрешность измерения 3%).

Сопоставление кривых μ_{\max} и $|\mu|$, полученных в режиме синусоидальной магнитной индукции (условно обозначим его B_{\sin} , а в дальнейшем режиме синусоидальной напряженности магнитного поля будем обозначать H_{\sin}) на переменном токе, показывает, что $\mu_{\max} B_{\sin} > |\mu|_{B_{\sin}}$ в области максимума проницаемости. Поскольку при определении μ_{\max} и $|\mu|$ пользуются одним и тем же значением магнитной индукции B_{\max} , являющейся синусоидальной функцией времени, то такое расхождение кривых означает, что для рассматриваемых точек $H_{1 \max} > H_{\max}$ (амплитудное значение первой гармоники напряженности поля $H_{1 \max}$ больше максимального значения искаженной кривой H_{\max}).

Такое соотношение наблюдается в области максимума проницаемости (рис. 1, 2) и означает, что максимумы высших гармоник кривой напряженности намагничивающего поля сдвинуты по фазе относительно максимума основной гармоники. С увеличением магнитной индукции картина меняется: кривые $|\mu|_{B_{\sin}} = f(B_{\max})$ и $\mu_{\max} B_{\sin} = f(B_{\max})$ пересекаются и в области за максимумом $\mu_{\max} B_{\sin} < |\mu|_{B_{\sin}}$. Следовательно, фазовые соотношения между основной и высшими гармониками изменяются в сторону уменьшения фазового сдвига. Действительно, осциллограмма кривой намагничивающего тока с увеличением индукции из асимметричной относительно оси ординат становится симметричной (рис. 3).

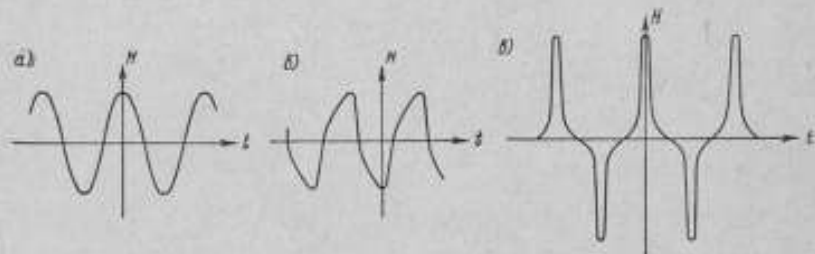


Рис. 3. Кривые напряженности магнитного поля для значений H_{\max} равных: а—0,68 а/м; б—2,8 а/м; в—58 а/м.

В режиме синусоидальной напряженности магнитного поля во всем диапазоне измеренных индукций $|\mu|_{H_{\sin}} > \mu_{\max} H_{\sin}$. Это можно объяснить тем, что амплитудное значение искаженной кривой магнитной индукции, имеющей трапецеидальную форму, меньше амплитудного значения первой гармоники этой кривой.

Разложение кривой индукции при $B_{\max} = 0,6$ тл для образца марки 80НХС толщиной проката 0,08 мм на гармонические составляющие по методике, изложенной в работе [4], показало, что первая гармоника индукции $B_{1 \max}$ на 20% больше максимального значения индукции B_{\max} . Как показали исследования спектрального состава кривых намагничивающего тока и вторичной э. д. с. в измерительной обмотке образца, т. е. соответственно в кривых H

и B (см. таблицу), в кривой магнитной индукции амплитудные значения высших гармонических составляющих (по процентному отношению к 1-й гармонике) больше, чем в кривой намагничивающего тока. Данные таблицы относятся к частоте намагничивающего поля 400 гц.

Искажению кривой з. д. с. в измерительной обмотке образца обнаруживаются уже в довольно слабых полях, причем асимметрия относительно оси ординат сравнительно невелика. Можно предположить, что фазовые углы между первой и высшими гармониками в точке их максимумов небольшие, чем и объясняется превышение $|\mu|_{H_{\sin}}$ над $\mu_{\max} H_{\sin}$, начиная с малых значений B_{\max} (рис. 1, 2). В области максимальной магнитной проницаемости это различие для режима синусоидальной напряженности поля больше, чем для режима синусоидальной индукции (соответственно 17% и 8% на частоте 400 гц).

Как видно из таблицы, такое различие объясняется тем, что спектральный состав кривых вторичной з. д. с. (определяющий расхождение кривых μ_{\max} и $|\mu|$ в режиме H_{\sin}) по амплитудным значениям высших гармоник больше спектрального состава кривой напряженности магнитного поля (определяющего расхождение кривых μ_{\max} и $|\mu|$ в режиме B_{\sin}).

Как известно, с повышением частоты, спектральный состав сужается за счет уменьшения амплитуды высших гармоник, т. е. можно ожидать меньшего расхождения между кривыми магнитных проницаемостей $|\mu|$ и μ_{\max} .

Влиянием спектрального состава кривых можно объяснить и обратное по сравнению с кривыми μ_{\max} соотношение в двух граничных режимах кривых $|\mu|_{B_{\sin}}$ и $|\mu|_{H_{\sin}}$. Модуль магнитной проницаемости, определенный по первой гармонике в режиме синусоидальной напряженности магнитного поля, больше модуля проницаемости, полученного в режиме синусоидальной магнитной индукции (рис. 1, 2). Так, например, для пермаллоя 50Н (рис. 2) при $B=1$ гл $\mu_{\max} H_{\sin} < \mu_{\max} B_{\sin}$ на 5%, а то же время $|\mu|_{H_{\sin}} > \mu_{\max} H_{\sin}$ на 10%, а $|\mu|_{B_{\sin}} < \mu_{\max} B_{\sin}$ на 6%. В результате $|\mu|_{H_{\sin}} > |\mu|_{B_{\sin}}$ на 11%. При этом чем больше амплитуды высших гармоник в кривых B и H , тем больше расхождения кривых $|\mu|_{H_{\sin}}$ и $|\mu|_{B_{\sin}}$. С повышением частоты намагничивающего тока или с увеличением толщины проката это различие уменьшается — кривые сближаются.

Таким образом, можно сделать вывод, что модуль комплексной магнитной проницаемости в большей степени зависит от режима намагничивания, чем амплитудная проницаемость, определенная по искаженным кривым H и B . В связи с этим модуль комплексной проницаемости целесообразно использовать только в качестве справочной характеристики для расчета элементов фильтров и других устройств, принцип действия которых основан на использовании первых гармоник напряжения или тока.

Приемо-сдаточной характеристикой ферромагнитного материала лучше считать амплитудную магнитную проницаемость.

Как известно [1, 5], составляющие модуля комплексной проницаемости определяются выражениями

$$\mu_1 = |\mu| \cos \delta \text{ и } \mu_2 = |\mu| \sin \delta,$$

Процентное содержание 3- и 5-й гармоник по отношению к 1-й

| Максимальная магнитная индукция, B_{\max} тл | Режим намагничивания | | | |
|--|----------------------|---|------------|---|
| | B_{\sin} | | H_{\sin} | |
| | 3 | 5 | 3 | 5 |

Образец марки Э 350 (0,05)

| | | | | |
|-----|-----|-----|----|-----|
| 0,2 | 8,3 | 2,1 | 21 | 4,2 |
| 0,3 | 9,3 | 2,3 | 23 | 5,2 |
| 0,6 | 13 | 3,2 | 25 | 5,8 |
| 1,0 | 18 | 5,8 | 36 | 8,0 |
| 1,2 | 24 | 8,8 | 46 | 13 |
| 1,4 | 30 | 13 | 68 | 30 |

Образец марки 79 НМ (0,02)

| | | | | |
|------|-----|-----|----|-----|
| 0,05 | 6,3 | 0,8 | 16 | 1,5 |
| 0,10 | 8,3 | 1,2 | 20 | 2,0 |
| 0,20 | 11 | 2,3 | 22 | 3,5 |
| 0,30 | 13 | 2,5 | 25 | 5 |
| 0,40 | 16 | 3 | 31 | 7 |
| 0,50 | 18 | 4 | 40 | 12 |
| 0,60 | 20 | 9 | | |
| 0,65 | 40 | 19 | 60 | 33 |

где μ_1 и μ_2 — соответственно упругая и вязкая составляющие; δ — угол сдвига фаз между кривыми магнитной индукции и напряженности магнитного поля.

Следовательно, для определения составляющих комплексной проницаемости надо измерить угол δ . При этом в случае измерения мостовым методом на установке У5017 пользуются соотношениями $\delta_x = \arctg \frac{\omega L_x}{R_x}$ и $\delta_x = -\arctg \frac{R_x}{\omega L_x}$ соответственно для параллельной и последовательной схем замещения L_x и R_x , где R_x — эквивалентное сопротивление потерь; L_x — индуктивность обмотки с образцом.

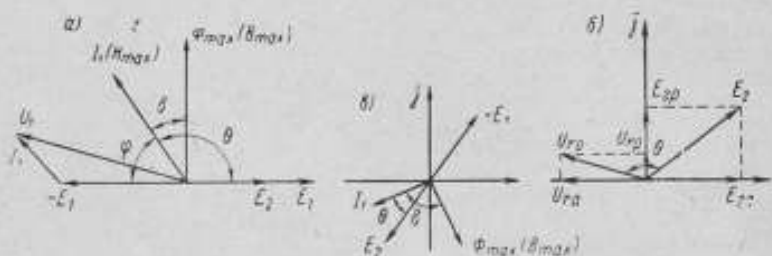


Рис. 4. Векторные диаграммы напряжения и токов в электрической цепи испытуемого образца:

a — для общего случая; *b* — для случая, когда намагничивающий ток по фазе опережает вторичную э.д.с. *в* — для случая кажущегося отставания по фазе намагничивающего тока от вторичной э.д.с.

При использовании компенсационного метода (векторная диаграмма для общего случая представлена на рис. 4, *a*) расчет производится по формуле

$$\delta = \left| \theta - \frac{\pi}{2} \right|,$$

где θ — угол между векторами тока в намагничивающей обмотке образца и вторичной э.д.с. E_2 в измерительной обмотке образца, получаемый из векторной диаграммы для каждого конкретного случая [5].

Как показали эксперименты, для векторной диаграммы вида (рис. 4, *b*), когда порядок следования векторов противоположен ходу часовой стрелки, справедливы формулы

$$\theta = \arctg \frac{E_{2p}}{E_{2a}} - \arctg \frac{U_{rp}}{U_{ra}}$$

и

$$\delta = \theta - \frac{\pi}{2}.$$

где U_{rp} и E_{2p} — реактивные составляющие соответственно падения напряжения на активном сопротивлении r_0 и э.д.с. E_2 .

В некоторых случаях (например, в режиме синусоидальной напряженности поля) порядок следования векторов может меняться. При этом система координатных осей поворачивается в пространстве и расчетные формулы для угла изменяются. На рис. 4, *в* в качестве примера показана векторная диаграмма и даны расчетные формулы для углов δ и θ

$$\theta = \arccos \frac{U_{rp}}{U_{ra}} + \arccos \frac{E_{2p}}{E_{2a}}$$

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \theta,$$

где U_{r0} , E_{2a} — активные составляющие падения напряжения U_{r0} на образцовом сопротивлении r_0 и э.д.с. E_2 .

Практически при измерении компенсационным методом в каждом случае необходимо строить векторную диаграмму определения углов θ и δ .

По изложенной выше методике были экспериментально определены составляющие комплексной магнитной проницаемости образцов 80НХС (0,08) и 79НМ (0,02) (рис. 5).

Для каждого из исследованных образцов упругая составляющая комплексной магнитной проницаемости $[\mu_1]$ связанная с обратимыми процессами в образце, до области максимума модуля комплексной проницаемости мало изменяется с изменением магнитной индукции.

Кривая мнимой части комплексной магнитной проницаемости $[\mu_2]$, связанная с рассеиванием энергии в образце, имеет ярко выраженную область максимума, совпадающую с максимумом модуля комплексной магнитной проницаемости.

Сравнение составляющих μ_1 и μ_2 , полученных в граничных режимах, показывает, что, как и для модуля магнитной проницаемости, в режиме синусоидальной напряженности поля величины μ_1 и μ_2 больше, чем в режиме синусоидальной индукции.

На рис. 6 показана зависимость $\cos \delta$ от магнитной индукции B_{\max} в режиме B_{\sin} и от 1-й гармоники магнитной индукции — в режиме H_{\sin} для образца 79НМ (0,02). Сопоставление рис. 5 и 6 показывает, что $\cos \delta$ имеет минимум в области максимума модуля магнитной проницаемости. Это соответствует реальному намагничиванию материала: в зоне насыщения векторы H и B сближаются (динамический цикл становится ярко выраженным), в то время как в менее сильных полях петля имеет форму эллипса и точки B_{\max} и H_{\max} не совпадают (угол сдвига δ между H и B больше, чем при насыщении). Учитывая, что угол δ за областью максимума проницаемости начинает падать ($\cos \delta$ растет), можно утверждать, что этот угол лишь в определенной области магнитных индукций изменяется пропорционально потерям.

* В первой редакции проекта ГОСТ „Материалы магнитномягкие. Методы испытания в диапазоне частот 50 гц—10 кгц“ для определения составляющих комплексной магнитной проницаемости рекомендованы формулы

$$\sin \delta = \frac{E_{2a}U_{r0} + U_{rp}E_{2p}}{U_r E_2}$$

И

$$\cos \delta = \frac{U_{ra}E_{2p} - U_{rp}E_{2a}}{U_r E_2}$$

где U_{ra} , E_{2a} , U_{rp} и E_{2p} — соответственно активные и реактивные составляющие падения напряжения U_{r0} и э.д.с. E_2 .

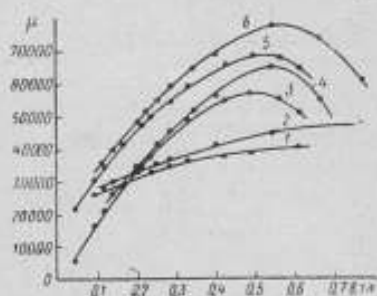


Рис. 5. Зависимость модуля $|\mu|$ и составляющих μ_1 и μ_2 комплексной магнитной проницаемости от магнитной индукции для образца из пермаллоя марки 79НМ толщиной 0,02 мм

1 — $\mu_1 = f(B_{\max})$ при B_{\sin} ; 2 — $\mu_2 = f(B_{\max})$ при H_{\sin} ; 3 — $\mu = f(B_{\max})$ при B_{\sin} ; 4 — $\mu_1 = f(B_{\max})$ при H_{\sin} ; 5 — $\mu_2 = f(B_{\max})$ при H_{\sin} ; 6 — $|\mu| = f(B_{\max})$ при H_{\sin} .

В области, приближающейся к насыщению, потеря происходит в основном вследствие индукующего тока. Таким образом, можно сделать вывод, что угол δ , а следовательно, и $\operatorname{tg} \delta$, как характеристику потерь на перемагничивание, целесообразно определять лишь в сравнительно слабых магнитных полях.

Важным выводом, вытекающим из экспериментальных данных, является также то, что угол δ практически не зависит от режима намагничивания в области до максимума проницаемости.

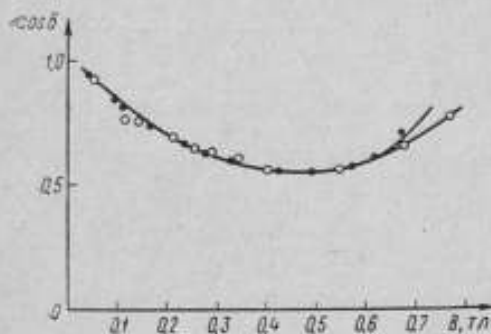


Рис. 6. Зависимость $\cos \delta$ от B_{\max} и 1-й гармоники магнитной индукции для образца из пермаллоя марки 79НМ толщиной 0,02 мм при частоте 400 гц
--- в режиме B_{slip} ; — в режиме H_{slip} .

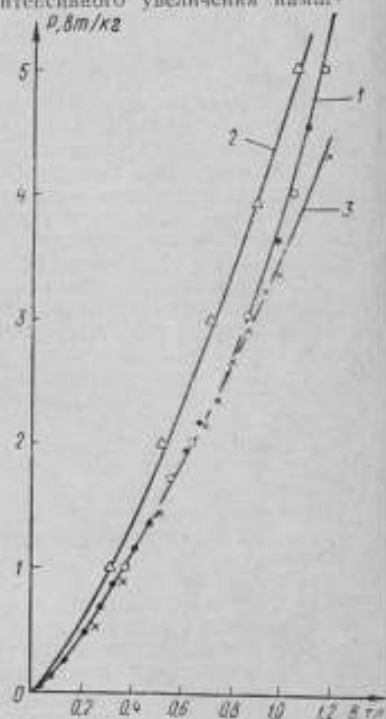


Рис. 7. Зависимость потерь на перемагничивание от магнитной индукции в образце пермаллоя марки 50Н толщиной 0,02 мм при частоте 400 гц

1—в режиме B_{slip} , определенные с помощью моста (•) и ваттметра (○); 2—в режиме H_{slip} , определенные с помощью ваттметра как функция B_{\max} ; 3—в режиме H_{slip} , определенные с помощью моста как функция $B_1 \max$.

Как известно, потери, измеренные с помощью ваттметра в одном из граничных режимов, определяются по первым гармоникам

$$P_{B_{\text{slip}}} = U_{\max} I_{\max} \cos(U, I);$$

$$P_{H_{\text{slip}}} = U_{1\max} I_{\max} \cos(U, I)$$

Потери, обусловленные высшими гармониками, в этом случае ваттметр не учитывает. В настоящей работе получил подтверждение тот факт [6], что потери в виде зависимости $P=f(B_{\max})$, измеренные в режиме синусоидальной магнитной индукции посредством моста (компенсатора) и ваттметра,

практически совпадают в пределах точности измерений (кривые 1 и 3 — на рис. 7).

В режиме синусоидальной напряженности магнитного поля, если потери относить к амплитудному значению магнитной индукции, то результаты измерений, полученные указанными методами, расходятся (кривые 1 и 2 на рис. 7). Если же потери отнести к амплитудному значению первой гармоники магнитной индукции $P = f(B_{\text{макс}})$, то для всех методов в области индукций до 0,9 тл результаты практически совпадают. К преимуществам измерения потерь в режиме синусоидальной магнитной индукции относится возможность использования простейшей аппаратуры — малокосинусного ваттметра и электронного вольтметра.

Проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы.

Приемо-сдаточной характеристикой ферромагнитного материала целесообразно считать амплитудную магнитную проницаемость.

Модуль комплексной проницаемости следует применять в качестве справочной характеристики для расчета устройств, принцип действия которых основан на использовании первых гармоник напряжения или тока.

Название «угол потерь» для δ справедливо лишь в области, не достигающей максимума проницаемости, так как его рост соответствует увеличению потерь. При больших индукциях этот угол уменьшается и рост потерь в основном обуславливается интенсивным увеличением намагничивающего тока (напряженности поля).

Угол δ в указанной выше области проницаемости в пределах точности измерений не зависит от режима намагничивания и измерительной аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нейман Л. Р. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. Госэнергоиздат, 1948.
2. Розенблат М. А. Сдвиг фаз между первыми гармониками индукции и напряженности поля и измерения потерь. «Электричество», 1952, № 4.
3. Рожановский И. М. К определению и унификации магнитных характеристик материалов в переменных магнитных полях. Труды институтов Комитета, вып. 64(124), Стандартгиз, 1962.
4. Безикович Я. С. Приближенные вычисления. Гостехиздат, 1941.
5. Магнитные измерения. Под ред. Е. Т. Чернышева, Изд-во стандартов, 1969.
6. Котен-Далин В. В., Хусейн Нигм. Калориметрическая установка для измерения магнитных потерь. «Измерительная техника», 1965, № 11.

Поступила в редакцию
22.VI, 1970 г.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕП. ОПУБЛИКОВАННЫХ В СБОРНИКЕ

УДК 538.061.1 : 389

ПРОБЛЕМЫ МЕТРОЛОГИИ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Н. В. Студенцов, Е. Н. Чеурина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 3-9.

Освещены вопросы воспроизведения и передачи единиц основных магнитных величин от эталонов к рабочим мерам и приборам.

Рассматриваются метрологические проблемы испытания магнитных материалов, решение которых обеспечит единство и достоверность определения магнитных характеристик материалов.

Таблиц 2, библиографий 3.

УДК 538.013.061.1 : 53.089.68

УСТАНОВЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭТАЛОНОВ ЕДИНИЦЫ МАГНИТНОГО ПОТОКА

В. А. Караева, В. Н. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 9-13.

Проведено круговое сравнение мер магнитного потока № 1, 3 и 4 с утвержденным в 1969 г. государственным эталоном единицы магнитного потока. После обработки результатов методом наименьших квадратов сравненные меры аттестованы как вторичные эталоны.

Таблиц 3, иллюстраций 1, библиографий 3.

УДК 621.317.44 ; 621.314 : 025.4

КРАТКИЙ ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЭЛЕКТРОНА И ПРОТОНА

В. М. Халив, В. Н. Носалв

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 13-23.

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных работ, проведенных в последние 20 лет по определению отношения магнитного момента протона к магнетону Бора, отношения магнитного момента электрона к магнетону Бора и к магнитному моменту протона.

Даны наиболее точные значения указанных величин, полученные на основе рассмотренных работ.

Таблиц 8, иллюстраций 1, библиографий 36.

УДК (621.317.44 ; 621.314) : 025.4

КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ПРИБОРОВ ПО ВИДУ ИЗМЕРЯЕМОЙ ВЕЛИЧИНЫ

Ю. В. Афанасьев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 24-34.

Классификация по виду измеряемой величины позволяет сравнивать различные типы преобразователей и приборов и способствует рациональному выбору их для каждого конкретного случая измерений, не исключая, в скорейшей возможности по принципу используемого физического явления. Существующие и потенциально возможные типы преобразователей объединяются в три группы по функциональной связи выходного сигнала с непосредственно измеряемой величиной. Первую группу образуют преобразователи, реагирующие на угловой параметр вектора магнитной индукции; вторую — реагирующие на модуль вектора магнитной индукции; третью — реагирующие на проекцию упомянутого вектора на магнитную ось преобразователя. Магнитометрические приборы по своей информативности, но независимы от используемой в них группы преобразователей делится на скаляр-, вектор- и тензор-измерители. Ставится вопрос о создании оптимальной схемы прибора с учетом выбора соответствующей группы преобразователей.

Таблиц 1, библиографий 19.

УДК 621.318.4

ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННАЯ КАТУШКА С ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Н. В. Студенцов, В. И. Хорев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 34-36.

Приводится расчет четырехсекционной катушки магнитной индукции с однородным магнитным полем.

Катушка предназначена для создания образцовых и эталонных мер магнитной индукции.

Иллюстраций 3, библиографий 2.

УДК 538.521 : 621.317.441.088

РАСЧЕТ ЧАСТОТНОЙ ПОГРЕШНОСТИ МЕР МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ, ВЫЗВАННОЙ ТОКАМИ СМЕЩЕНИЯ

В. Е. Чернышев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 37-42.

Рассмотрена частотная погрешность мер (катушек) магнитной индукции, вызванная токами смещения. На основании эквивалентной схемы многоэлементной R, L, C -цепи получено общее выражение и упрощенные формулы для практически важных случаев. Применение предложенной методики рассмотрено на примере расчета частотной поправки однослойного соленоида.

Иллюстраций 1, библиографий 7.

УДК 538.521 : 621.318.4 : 389.15.088

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СИСТЕМЫ МЕР МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю. С. Довгалюк, В. Г. Савенко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 42-46.

Рассмотрена одна из разновидностей мер магнитной индукции: система из четырех сосредоточенных магнитных моментов. Такая система позволяет создать магнитное поле с достаточной степенью однородности и обеспечивает легкий доступ в рабочую область меры. Приведены результаты экспериментальных исследований симметрии системы и влияния поворота катушек относительно оси.

Таблиц 2, иллюстраций 6, библиографий 2.

УДК 621.318.42-233 : 531.74.088

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ ОСЯМИ КАТУШЕК МЕТОДОМ ПРОТОННОЙ ИНДУКЦИИ

Н. В. Студенцов, В. Я. Шифрин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 46-49.

Рассматривается метод измерения углов между магнитными осями катушек, основанный на влиянии свободной прецессии протонов. Метод не требует применения угломерных устройств и позволяет осуществлять измерения углов между магнитными осями катушек с погрешностью $1'$.

Иллюстраций 1.

УДК 621.317.444 : 535

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ НАКАЧКИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ КВАНТОВОГО ПАРОРУБИДНЕВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 49-53.

Рассмотрено влияние интенсивности света накачки и его спектрального состава в магнитометрах с оптической ориентацией. Приводятся экспериментальные результаты по изменению светового потока рубидиевых спектральных источников при их длительной работе, а также изменение технических характеристик поляризаторов и интерференционных фильтров. Сдвиги регистрируемого экстремума при неразрешенном сигнале могут достигать нескольких единиц 10^{-5} за счет нестабильности характеристик применяемых эле-

ментов и могут быть значительно уменьшены при работе на σ^+ и σ^- поляризованном свете.

Таблиц 2, библиографий 9.

УДК 538.615

ВЛИЯНИЕ РЕАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ И МАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ НА ЧАСТОТУ ЗЕЕМАНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 54—58.

Рассматриваются сдвиги частот зеемановых переходов за счет возбужденных состояний атома, а именно P -состояний. Приведен качественный расчет величины этого сдвига. Рассмотрены возможные сдвиги частоты переходов, вызванные «кинетической» намагниченностью, и приведен их расчет на основе кинетической теории газов.

Иллюстраций 2, библиографий 9.

УДК 538.567.43 : 621.317.444

ПИКОВЫЙ И МОДУЛЯЦИОННЫЙ СДВИГИ ЧАСТОТЫ В ПАРОРУБИДНЕВОМ M_z -МАГНИТОМЕТРЕ

В. Д. Ломаный, Г. Ф. Поляков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 58—61.

Получено уравнение для кривой сигнала, используемого в парорубидневых M_z -магнитометрах, и на его основе найдены выражения для пикового и модуляционного сдвигов частоты. Определены практически встречающиеся и предельно возможные значения этих сдвигов.

Иллюстраций 1, библиографий 3.

УДК 621.317.444 : 546.3

КОЭФФИЦИЕНТЫ БРЕЙТА-РАВИ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРОРУБИДНЕВЫМ МАГНИТОМЕТРОМ

А. П. Наумов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 62—64.

На основании последних теоретических и экспериментальных данных приводится расчет коэффициентов Брейта — Раби для ^{87}Rb через гиромангнитное отношение протона и g -фактор ^{87}Rb . Величина линейного члена формулы для переходов серии $F=2$ равна $(699577,3 \pm 2,9) \cdot 10^4$ сд/г.

Библиографий 10.

УДК 550.383.7 : 531.74.088

УЧЕТ УГЛОВЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ КОМПЕНСАЦИИ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю. В. Афанасьев, Р. Г. Скрынников

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 64—69.

Анализируется влияние невараллельности магнитных осей преобразователей компенсационного магнитометра с осями катушек и преобразователей измерительного магнитометра, в объеме которого компенсируются вариации геомагнитного поля. Показано, что погрешности, обусловленные невараллельностью, можно оценить с помощью простейших линейных зависимостей. Описана схема формирования токов, используемых для автоматического устранения или уменьшения указанных погрешностей.

Иллюстраций 3, библиографий 5.

УДК 550.383.7.088 : 621.317.444

ПОГРЕШНОСТЬ АВТОКОМПЕНСАЦИИ ИНДУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОКАНАЛЬНОЙ ФЕРРОЗОИДОВОЙ СИСТЕМЕ

Л. Я. Бушуев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 69—73.

Анализируются погрешности автокомпенсации многоканальной феррозоидовой системы, нестабильность отдельных цепей которой носит случайный характер. Приводятся

формулы результирующей погрешности системы, в которой отсутствуют реактивные элементы в цепях. Оценка этой погрешности необходима для определения оптимальной глубины компенсации и связанной с ней погрешности чувствительности системы. Приведены две оценки: для магнитометра, производящего автокомпенсацию магнитного поля Земли в объеме феррозондов других магнитометров, и для магнитометра, в показаниях которого вносится погрешность от тока компенсации магнитного поля Земли.

Таблиц 1, иллюстраций 3, библиографий 7.

УДК 530.380.1 : 538.532

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ХОЛЛА

А. П. Щелкин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 73—78.

Анализируются дополнительные погрешности преобразователей Холла, вызванные неоднородностью магнитного поля. Выводится выражение для погрешности разбаланса преобразователя и указываются способы ее уменьшения.

Иллюстраций 2, библиографий 4.

УДК 621.317.44 : 621.314 : 025.4

О ПЕРЕНОСНОМ ВЕКТОР-МАГНИТОМЕТРЕ

Ю. В. Афанасьев, Э. Е. Резник

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 78—83.

Рассматриваются различные варианты построения наземных вектор-магнитометров. Сравняются конструкции магнитометров с неаправленными и направленными преобразователями магнитного поля, устанавливаемыми на теодолитах-тахометрах. На основе анализа погрешностей обосновывается целесообразность применения феррозондового вектор-магнитометра, измеряющего элементы D , J и V_T .

Иллюстраций 4, библиографий 7.

УДК 621.317.444.088

ПОДАВЛЕНИЕ ПОМЕХ В МАГНИТОМЕТРАХ С ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ИНДУКЦИОННОГО ТИПА

Р. Г. Скрынников, В. В. Филиппов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 83—88.

Рассмотрена возможность подавления инфранизкочастотных помех в индукционных магнитометрах при измерении слабых магнитных полей. Полное подавление помех на определенной частоте можно достичь путем выбора постоянной обмотки подавления в соответствии с расчетной формулой. Работа схемы анализируется на ее модели. Исследования погрешности реальной системы, вызванные нестабильностью отдельных узлов, а также частотные и фазовые погрешности, указаны способ их уменьшения.

Показано, что минимальная частотная и фазовая погрешность системы в требуемом диапазоне частот будет обеспечена, если постоянная времени интегратора будет выбрана в соответствии с рекомендуемыми условиями.

Иллюстраций 5, библиографий 3.

УДК 621.317.444.018.12

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОМЕТРОВ

Л. Я. Бушуев, Р. Г. Скрынников

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 89—92.

Описывается метод измерения фазового сдвига сигналов магнитометров, определяющих магнитную индукцию полей инфранизкой частоты. Оценивается погрешность измерения фазового сдвига сигналов и приводится блок-схема предназначенных для этой цели измерительных средств.

Иллюстраций 3.

УДК 621.317.444 : 620.179.143

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПЛЕНОЧНЫЕ ФЕРРОЗОНДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Ю. В. Афанасьев, Л. Г. Кадиская

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 92—98.

Обоснована целесообразность проектирования высокочастотных феррозондов на основе трубчатых сердечников, выполненных в виде ферромагнитных покрытий толщиной

5—10 мкм, наносимых на подложку методом электроосаждения. В таких феррозондах применяются два способа возбуждения сердечников — поперечный и продольный. Перенос рабочей (несущей) частоты в область сотен килогерц позволяет миниатюризировать электронную часть магнитометров, а также расширить их информационные возможности путем одновременного измерения постоянных и переменных полей вплоть до десятков килогерц.

Таблиц 1, иллюстраций 5, библиографий 8.

УДК 620.179.143+538.567.4)088

ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С МАГНИТНЫМИ ШУМАМИ В ФЕРРОЗОНДАХ И МАГНИТНЫХ МОДУЛЯТОРАХ

Ю. В. Афанасьев, П. Е. Котляр

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 98—105.

Рассматриваются прямые и побочные явления, вызываемые магнитными шумами, которые наблюдаются при циклическом перемагничивании сердечников феррозондов и магнитных модуляторов. Нарушение симметрии петли гистерезиса сердечников связывается с асимметрией дефектов и вызванных ими энергетических барьеров. Показано, что связь между коэффициентами магнитострикции ферромагнетика и уровнем магнитных шумов обусловлена подвижными дислокациями, вызванными действием механических напряжений. На примере опытов Сикстуса—Товкса показано, что одной из причин возникновения магнитных шумов являются флуктуации центров зарождения областей с новым направлением вектора намагниченности. Рекомендуются способы снижения уровня магнитных шумов в феррозондах.

Таблиц 1, иллюстраций 3, библиографий 19.

УДК 538.21.08

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ПЕРВЫМ ГАРМОНИКАМ ИНДУКЦИИ И НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. А. Томашевская, Е. Н. Чечурина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области магнитных измерений, вып. 140(200), 1972 г., стр. 105—111.

Рассмотрены особенности динамических магнитных характеристик, определенных по первым гармоникам индукции и напряженности магнитного поля. Приведены результаты измерений (мостовым и компенсационным методами) модулей комплексной магнитной проницаемости, угла потерь δ и составляющих комплексной магнитной проницаемости.

Проведено сопоставление модулей комплексной магнитной проницаемости $|\mu|$, определенного по первым гармоникам $B_1 \text{ макс}$ и $H_1 \text{ макс}$ с амплитудой магнитной проницаемостью $\mu_{\text{макс}}$, представляющей собой отношение максимальных значений магнитной индукции и напряженности поля, имеющих искаженную форму кривой $\mu_{\text{макс}} = B_{\text{макс}} / (H_{\text{макс}})$.

Таблиц 1, иллюстраций 7, библиографий 6.

СОДЕРЖАНИЕ

| | Стр. |
|--|------|
| Предисловие | 2 |
| ✓ Н. В. Студенцов, Е. Н. Чечурина. Проблемы метрологии в области магнитных измерений | 3 |
| ✓ В. А. Караваева, В. Н. Хорев. Установление вторичных эталонов единицы магнитного потока | 9 |
| ✓ В. М. Холли, В. Н. Носаль. Краткий обзор теоретических и экспериментальных работ по определению магнитных моментов электрона и протона | 13 |
| ✓ Ю. В. Афанасьев. Классификация магнитометрических преобразователей и приборов по виду измеряемой величины | 24 |
| ✓ Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев. Четырехсекционная катушка с однородным магнитным полем | 34 |
| ✓ В. Е. Чернышев. Расчет частотной погрешности мер магнитной индукции, вызванной токами смещения | 37 |
| ✓ Ю. С. Довгалак, В. Г. Савенко. Об использовании системы мер магнитных моментов для создания магнитного однородного поля | 42 |
| ✓ Н. В. Студенцов, В. Я. Шифрин. Погрешности измерения углов между магнитными осями катушек методом протонной индукции | 46 |
| ✓ А. П. Наумов. Исследование системы накачки при длительной работе парорубидиевого преобразователя | 49 |
| ✓ А. П. Наумов. Влияние реальных переходов и магнитных взаимодействий оптически ориентированных атомов на частоту земных переходов | 54 |
| ✓ В. Д. Ломаный, Б. Ф. Поликов. Пиковый и модуляционный сдвиги частоты в парорубидиевом M_2 -магнитометре | 58 |
| ✓ А. П. Наумов. Коэффициенты Брейта—Раби при измерениях парорубидиевым магнитометром | 62 |
| ✓ Ю. В. Афанасьев, Р. Г. Скрынников. Учет угловых погрешностей при компенсации вариаций геомагнитного поля | 64 |
| ✓ Л. Я. Бушуев. Погрешность автокомпенсации индукции магнитных полей в многоканальной феррозондовой системе | 69 |
| ✓ А. П. Щелкин. Измерение параметров неоднородных магнитных полей с помощью преобразователей Холла | 73 |
| ✓ Ю. В. Афанасьев, Э. Е. Резник. О переносном вектор-магнитометре | 78 |
| ✓ Р. Г. Скрынников, В. В. Филиппов. Подавление помех в магнитометрах с преобразователями индукционного типа | 83 |
| ✓ Л. Я. Бушуев, Р. Г. Скрынников. Метод измерения фазочастотной характеристики магнитометров | 89 |
| ✓ Ю. В. Афанасьев, Л. Г. Кадиская. Высокочастотные пленочные феррозонды и перспективы их использования | 92 |
| ✓ Ю. В. Афанасьев, П. Е. Коуляр. Явления, связанные с магнитными шумами в феррозондах и магнитных модуляторах | 98 |
| ✓ <u>И. А. Томашенская</u> , Е. Н. Чечурина. Особенности определения магнитных характеристик по первым гармоникам индукции и напряженности магнитного поля | 105 |
| Рефераты статей, опубликованных в сборнике | 112 |

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 140(200)

Редактор Н. Н. Александрова

Техн. редактор З. Г. Варер

Сдано в производство 17/III 1972 г. Подписано к печати 12/VII 1972 г.
М-12874. Печ. л. 7,5. Уч.-изд. л. 10,12. Бум. л. 3,75. Формат 60×90/16.
Бумага типографская № 2. Зак. 123. Тир. 800. Цена 1 р. 01 к.

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

Типография Всесоюзного научно-исследовательского института гидротехники
имени Б. Е. Веденеева, Ленинград, К-220, Гжатская ул., 21.



ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭНЕРГИЯ“

**ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ
ПО АВТОМАТИКЕ, ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ
И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ**

Запоминающие устройства. Сборник статей. Под ред. Л. П. Крайзера. Вып. 3. 1970. 152 с. 68 к.

Зарецкас В. С. и Рагульскене В. Л. Ртутные коммутирующие элементы для устройств автоматики. 1971. 104 с. (Б-ка по автоматике. Вып. 447). 36 к.

Кибернетику—на службу коммунизму. Сборник статей. Под ред. А. И. Берга и др. Т. 2. Теория надежности и теория массового обслуживания. 1964. 368 с. 1 р. 66 к.

Кибернетику—на службу коммунизму. Сборник статей. Под ред. А. И. Берга. Т. 3. Теория информации. Вычислительная техника. Семнотика. 1966. 312 с. 1 р. 72 к.

Кибернетику—на службу коммунизму. Сборник статей. Под ред. А. И. Берга. Т. 4. Математические вопросы кибернетики. Техническая кибернетика. Бионика. Биологическая кибернетика. 1967. 344 с. 1 р. 85 к.

Ликиардопуло А. Г. и Трофимов Б. Е. Кодированные электроннолучевые трубки и их применение. 1971. 124 с. 56 к.

Малов В. С. и Дмитриев В. Ф. Кодо-импульсные телеизмерительные системы. 1969. 192 с. 57 к.

Мяздрик В. О. А. Электрические способы объемной гранулометрии. 1968. 136 с. (Серия „Физические и физико-химические методы контроля состава и свойств вещества“). 36 к.

Павленко В. А. Электрические системы регулирования с сигналом связи постоянного тока. 1971. 455 с. 1 р. 44 к.



ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭНЕРГИЯ“

Петренко А. И. Автоматический ввод графиков в электронные вычислительные машины. 1968. 424 с. 1 р. 41 к.

Петров Ю. П. Оптимальное управление электрическим приводом с учетом ограничений по нагреву. 1971. 144 с. 63 к.

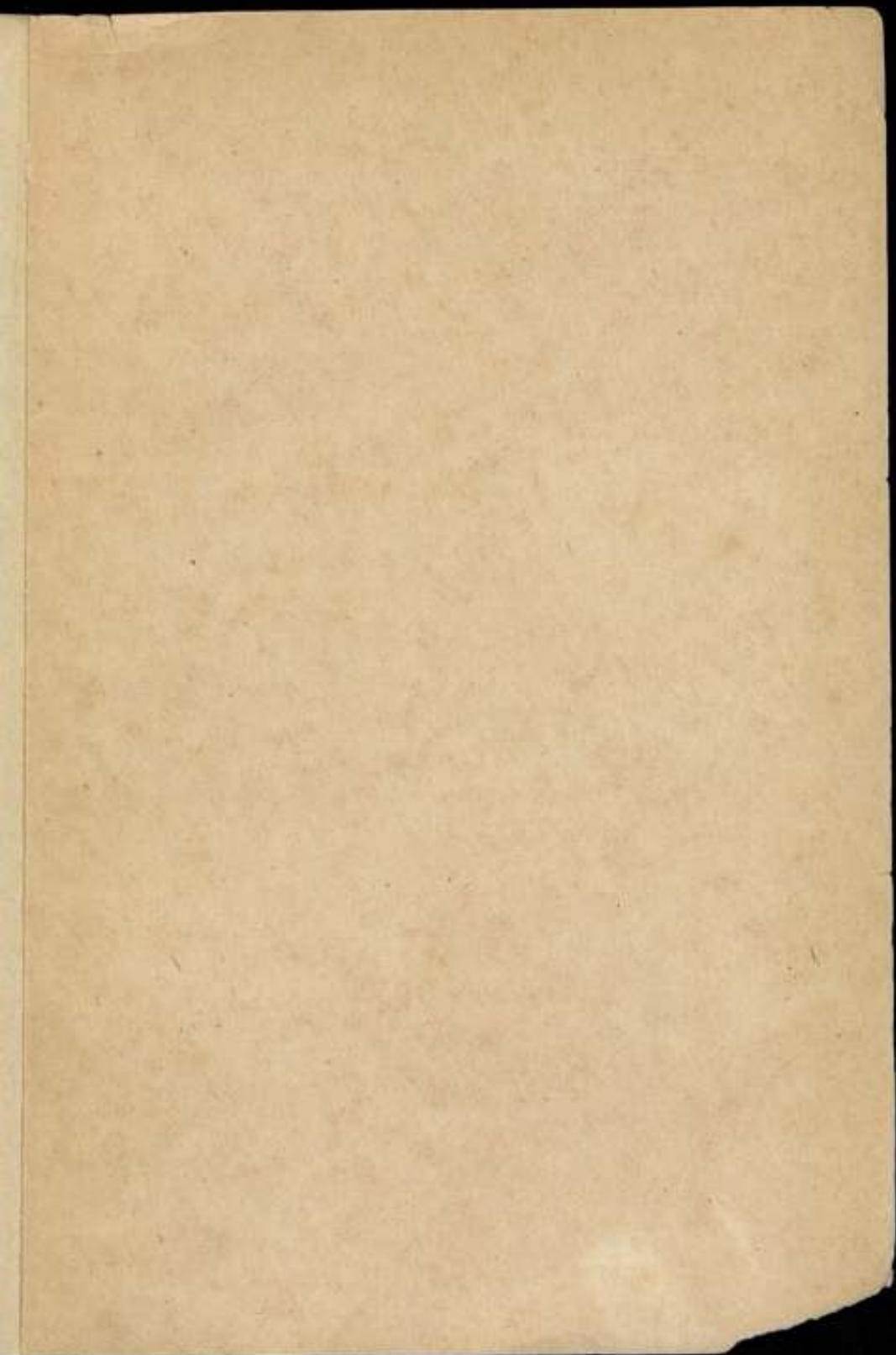
Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации. Вып. 5. 1965. 80 с. 60 к.

Юдицкий С. А. Пневматические системы управления приводами машин-автоматов. (Методы построения). 1968. 88 с. (Б-ка по автоматике. Вып. 299). 28 к.

Книги высылаются наложенным платежом без задатка всеми книжными магазинами. Заказы можно направлять также по адресам:

*Москва, К-31, ул. Петровка, 15, магазин
Москниги № 8, отдел „Книга—почтой“*

*Ленинград, М-66, Московский проспект, 189,
магазин Ленкниги № 92 „Энергия“,
отдел „Книга—почтой“*



Цена 1 руб. 01 коп.