

Г. И. РАЗИН
А. П. ЩЕЛКИН

БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

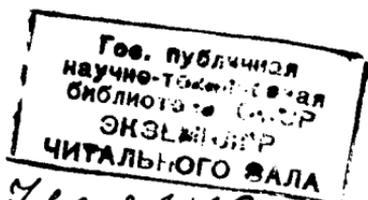
АТОМИЗДАТ · 1974

Г. И. РАЗИН,
А. П. ЩЕЛКИН

БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1974



ВЧ

74-26/23

32577

Разин Г. И., Щелкин А. П. **Бесконтактное измерение электрических токов.** М., Атомиздат, 1974, 160 с.

Книга посвящена теории и практике современных средств бесконтактного измерения электрических токов, основанных на использовании магнитометрических и электрометрических преобразователей. Рассмотрены принципы работы, основные параметры и характеристики бесконтактных преобразователей тока различных типов. Дано описание схем и конструкции приборов, использующих указанные преобразователи. Уделено внимание минимизации погрешностей преобразователей и приборов.

Рисунков 64, таблиц 2, библиографических ссылок 127.

Р $\frac{30407-023}{034(01)-74}$ 23-74

© Атомиздат, 1974

Геннадий Иванович Разин, Алексей Петрович Щелкин

БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

Редактор Л. С. Голубева. Художественный редактор А. Т. Кирьянов. Обложка художника А. И. Шавард. Технический редактор А. Л. Гулина. Корректор Н. А. Смирнова

Сдано в набор 4/XII 1973 г. Подписано в печать 6/III 1974 г. Т-03078
Формат 60×90¹/₁₆ Бумага типографская № 2 Усл. печ. л. 10 Уч.-изд. л. 10,42
Тираж 3330 экз. Зак. изд. 70160 Зак. тип. 680 Цена 1 р. 04 к.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга посвящена теории и практическому применению средств бесконтактного измерения электрического тока, под которыми подразумеваются преобразователи и приборы, позволяющие измерять ток, не разрывая при этом электрическую цепь. Такие средства измерения не имеют гальванической связи с электрической цепью, в которой протекает измеряемый ток, и в большинстве случаев не оказывают на него заметного влияния.

В современных условиях необходимость бесконтактного измерения тока возникает в самых различных отраслях народного хозяйства, науки и техники. Вызвана она различными причинами: большими потерями мощности на шунтах; нежелательностью или невозможностью разрыва электрической цепи; необходимостью сократить время измерения, а иногда и требованиями техники безопасности.

Приведем конкретные примеры. Основным прибором для измерения токов пучков заряженных частиц длительное время служил цилиндр Фарадея, представляющий собой специальный коллектор с малым телесным углом отражения частиц. Развитие ускорительной техники сопровождается непрерывным ростом токов пучков и энергии ускоряемых частиц, что приводит к значительному увеличению мощности, выделяемой в цилиндре Фарадея, и создает трудности при отводе тепла. Так, при токе 1 ма и энергии ускоряемых электронов 10 Мэв мощность, выделяемая в цилиндре Фарадея, равна 10 кВт . Помимо этого контактный метод измерения токов пучков заряженных частиц характеризуется большим количеством погрешностей, возникающих в результате вторичной эмиссии электронов и ионов с поверхности коллектора, рассеяния падающих частиц в обратном направлении, неполного поглощения первичных частиц и наведенных ливней заряженных частиц, регистрации паразитных частиц из окружающего цилиндра пространства и т. д. Вполне понятно, что при этих условиях бесконтактный метод измерения токов пучков заряженных частиц если и не единственно возможен, то наиболее желателен и перспективен.

В последние годы усиленно изучается поведение плазмы в сильных импульсных электромагнитных полях малой временной

длительности, в связи с чем возникает необходимость в бесконтактном измерении плазменных токов, приводящих к развитию неустойчивых состояний плазмы, характер которых до конца не выяснен. Время развития неустойчивостей, а следовательно, и время существования невозмущенных токов обычно весьма мало и исчисляется единицами и десятками наносекунд. Развитие бесконтактных методов измерения тока приобретает большое значение также в электрохимической и электрометаллургической промышленности, где приходится сталкиваться с проблемой измерения больших токов, порядка десятков и сотен тысяч ампер. Современные униполярные генераторы, предназначенные для питания сверхпроводящих систем, генерируют еще большие токи, достигающие в импульсе 10^6 а. Длительное время очень сильные токи измерялись преимущественно с помощью измерительных шунтов, что приводило к значительным потерям мощности, исчисляемым единицами и десятками киловатт. Широкое применение бесконтактных методов измерения значительно удешевляет процесс измерения и в некоторых случаях упрощает измерительную аппаратуру.

Бесконтактные методы измерения тока важны также в тех областях техники, где применение контактных методов затруднено по соображениям техники безопасности, например при измерении токов в высоковольтных линиях электропередачи, токов грозовых разрядов и т. д.

В настоящее время еще трудно предугадать все области применения бесконтактных методов измерения электрических токов, но уже сейчас можно с уверенностью сказать об их широком распространении.

Бесконтактные средства измерения тока, так же как и большинство контактных (за исключением контактных преобразователей, в которых использовано тепловое проявление тока или явление электролиза), основаны на использовании физических явлений, возникающих в электромагнитном поле измеряемого тока, так что различие между ними иногда (но далеко не всегда) лишь чисто конструктивное. Например, широко применяемый измерительный трансформатор тока состоит из ферромагнитного сердечника и двух обмоток: первичной, включаемой в разрыв электрической цепи, по которой протекает измеряемый ток, и вторичной, предназначенной для регистрации выходного сигнала. Если первичной обмоткой трансформатора служит сам проводник с измеряемым током, а сердечник трансформатора и его каркас выполнены разъемными, то такой прибор можно применять для бесконтактного измерения тока.

В некоторых случаях бесконтактные средства измерения отличаются от контактных не только конструктивно, но и принципом действия. В частности, при бесконтактном измерении токов переноса часто используют электрометрические преобразователи, принцип действия которых, основанный на явлении электро-

статической индукции, коренным образом отличается от принципа действия контактных преобразователей тока.

Следует отметить также некоторые особенности бесконтактных средств измерения тока, связанные со спецификой их конструкции: наличие методических погрешностей, обусловленных изменением положения токопровода относительно преобразователя, и погрешностей, зависящих от геометрических размеров и формы сечения токопровода, а также распределения плотности тока по его сечению; повышенная чувствительность большинства бесконтактных преобразователей тока к внешним электромагнитным полям рассеяния, приводящая к необходимости разработки специальных методов их помехозащищенности и т. д.

Цель настоящей книги дать общую картину развития средств бесконтактного измерения тока на современном этапе; выявить и исследовать общие свойства, присущие всем или большинству преобразователей и приборов для бесконтактного измерения тока, а также изучить особенности отдельных методов измерения, преобразователей и приборов, основанных на использовании различных физических явлений.

Книга содержит пять глав. В первой вводной общетеоретической главе рассмотрены основные принципы построения средств бесконтактного измерения тока. В остальных четырех главах изложена теория преобразователей и описаны приборы, основанные на использовании явлений электромагнитной индукции, гальваномагнитных, магнитооптических явлений и явлений электростатической индукции.

Все главы книги написаны А. П. Щелкиным и Г. И. Разиным совместно, за исключением разделов 1.5, 4.2 и 4.3, авторами которых являются: И. В. Хахамов (раздел 1.5) и М. М. Червинский (разделы 4.2 и 4.3).

Авторы выражают свою благодарность С. А. Спектору, Н. В. Студенцову, Ю. В. Афанасьеву, сделавшим ценные замечания, учтенные при подготовке рукописи к печати.

1.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ

Электрический ток — это направленное движение электрических зарядов, возникающее под действием электрических (пондеромоторных), механических или иных сил. Привести заряды в движение можно, воздействуя на них электрическим полем или механически перемещая их в пространстве. Классический пример механического перемещения заряда — его движение с помощью ленты транспортера в электростатическом генераторе Ван де Граафа, которая переносит заряд к уединенному электроду; в атмосфере заряженные капельки воды при падении под действием силы тяжести образуют часть системы электрических токов Земли. В зависимости от природы их возникновения все существующие токи подразделяют на токи проводимости, смещения и переноса.

Под током проводимости подразумевают движение свободных зарядов в проводящей среде под действием сил электрического поля сквозь кристаллическую решетку, препятствующую движению зарядов [1]. Это определение нуждается в некотором уточнении. Известно, что все твердые тела по механизму проводимости делятся на проводники и диэлектрики. В проводниках электрический ток вызван свободными электронами, существующими в виде так называемого электронного облака. В диэлектриках и полупроводниках носителями тока служат не только свободные электроны, но и некоторые электроны, принадлежащие ионам или атомам, находящимся в узлах кристаллической решетки и перемещающимся под действием электрического поля от одного соседнего иона или атома к другому, поочередно образуя и заполняя вакантные места; при этом создается впечатление, что перемещается положительный заряд (дырочная проводимость) [2]. В последнем случае электрический ток обусловлен не свободными, а слабо связанными электрическими зарядами (электронами). Тем не менее, как показывает опыт, движение «дырки» в твердом проводящем теле полностью тождественно движению свободного положительного заряда, что позволяет и дырочный ток считать током проводимости.

Ток проводимости через какую-нибудь поверхность s определяется как поток вектора плотности тока проводимости $\mathbf{j}_{пр}$, че-

рез эту поверхность:

$$I_{\text{пр}} = \int_S \mathbf{j}_{\text{пр}} ds.$$

Закон Ома и первый закон Кирхгофа применительно к току проводимости записываются следующим образом: $\mathbf{j}_{\text{пр}} = \sigma \mathbf{E}$ и $\text{div } \mathbf{j}_{\text{пр}} = 0$ соответственно, где σ — удельная проводимость материала. Первое уравнение устанавливает связь между плотностью тока и напряженностью электрического поля \mathbf{E} , а второе выражает тот факт, что линии плотности установившегося тока проводимости всегда замкнуты.

Ток смещения. Понятие тока смещения впервые ввел Максвелл. Он обратил внимание на то, что переменный ток может циркулировать между обкладками конденсатора даже в том случае, если они разделены идеальным диэлектриком (например, находятся в вакууме) и, следовательно, образование тока проводимости невозможно. Протекающий по подводящим проводам ток проводимости образует вокруг них кольцевые линии магнитного поля, поэтому можно предположить, что это поле не обрывается у пластин конденсатора, а образует замкнутую поверхность, т. е. изменяющееся электрическое поле конденсатора также окружено кольцевыми линиями магнитного поля. Таким образом, переменное электрическое поле, так же как и ток проводимости, сопровождается появлением магнитного поля. Это позволило ввести понятие о новом виде тока, получившем название тока смещения. Плотность тока смещения определяется формулой *

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \partial \mathbf{D} / \partial t,$$

где \mathbf{D} — вектор электрического смещения, связанный с напряженностью электрического поля \mathbf{E} известным соотношением

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + k_3 \epsilon_0 \mathbf{E} = \epsilon_0 (1 + k_3) \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_a \mathbf{E}.$$

Здесь \mathbf{P} — вектор поляризации; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м — диэлектрическая постоянная; $\epsilon = 1 + k_3$ — относительная диэлектрическая проницаемость среды; $\epsilon_a = \epsilon \epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды. С учетом этого выражение для плотности тока смещения можно записать в виде

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \epsilon_a \partial \mathbf{E} / \partial t$$

или

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t + \partial \mathbf{P} / \partial t.$$

* Протекание тока смещения в вакууме не сопровождается движением электрических зарядов, поэтому в данном случае отсутствует и выделение тепла.

Первое слагаемое в последней формуле определяет ток смещения в вакууме, не связанный с движением зарядов, а второе — составляющую тока смещения, обусловленную движением зарядов, связанных с атомами вещества в результате его поляризации под действием переменного тока. Эту составляющую тока смещения в некоторых работах [3] предлагают рассматривать как своеобразный ток проводимости, так как она по существу обусловлена упорядоченным движением связанных зарядов.

Выражения для закона Ома и первого закона Кирхгофа с учетом тока смещения принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E} + \epsilon_a \partial \mathbf{E} / \partial t; \\ \operatorname{div} (\delta_{\text{пр}} + \partial \mathbf{D} / \partial t) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

Так как дивергенция равна нулю, то это свидетельствует о том, что линии плотности тока не имеют ни начала, ни конца, например, цепь зарядки конденсатора от источника постоянной э. д. с., в диэлектрике которого нарастает электрическое поле со скоростью $\partial \mathbf{D} / \partial t$, равной по значению плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$.

Ток переноса. Под током переноса (конвекции) понимают ток, возникающий в непроводящей или слабо проводящей среде и обусловленный носителями заряда, перенесенными (транспортированными) в эту среду извне. Классическим примером токов переноса служат токи, возникающие в генераторе Ван де Граафа и в вакуумных диодах. Плотность тока переноса $\mathbf{j}_{\text{пер}}$ равна произведению объемного заряда ρ на среднюю скорость движения \mathbf{v} : $\mathbf{j}_{\text{пер}} = \rho \mathbf{v}$.

Все стационарные токи, не изменяющиеся во времени, являются токами проводимости или токами переноса. При наличии переходного процесса каждый из этих токов может существовать совместно с током смещения. Таким образом, полная плотность тока выражается в виде формулы (1.1) или в виде $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v} + \epsilon_a \partial \mathbf{E} / \partial t$. Первый закон Кирхгофа, естественно, сохраняет силу в любом случае.

1.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ АППАРАТУРЫ ДЛЯ БЕСКОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТОКОВ

Бесконтактное измерение тока возможно только благодаря возникновению в пространстве, окружающем токи, электромагнитного поля и измерения его параметров. При этом возникают две основные трудности: выбор оптимального параметра электромагнитного поля, по которому можно было бы судить о значении тока, и защита от внешних электромагнитных полей, обусловленных существованием дальних контуров с током. Эти трудности тесно связаны друг с другом и по существу сводятся к

одной общей проблеме — обнаружению и оценке создаваемых токами локальных электромагнитных возмущений.

Электромагнитные процессы обычно анализируют с помощью основной системы уравнений электродинамики, получивших название уравнений Максвелла и позволяющих связать протекающие токи с параметрами электрического и магнитного полей.

Первое уравнение Максвелла является обобщением закона полного тока (закона Ампера). В домаксвелловской трактовке этот закон можно было сформулировать следующим образом: циркуляция вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} по замкнутому контуру l равна току I , пронизывающему данный контур:

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = I, \quad (1.2)$$

причем, как показал Максвелл, под током I следует понимать сумму токов проводимости и смещения: $I = I_{\text{пр}} + I_{\text{см}}$.

Уравнение (1.2) применяется для контура конечных размеров. Оно представляет собой первое уравнение Максвелла в интегральной форме. Для перехода к дифференциальной форме воспользуемся теоремой Стокса. Заменяя в уравнении (1.2) циркуляцию вектора \mathbf{H} интегралом от $\text{rot } \mathbf{H}$ по поверхности s и помня, что $I = I_{\text{пр}} + I_{\text{см}} = \int_s (\mathbf{j}_{\text{пр}} + \partial \mathbf{D} / \partial t) ds$, получим

$$\int_s \text{rot } \mathbf{H} ds = \int_s (\mathbf{j}_{\text{пр}} + \partial \mathbf{D} / \partial t) ds.$$

Так как s — произвольная поверхность, то последнее равенство возможно только в том случае, если

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}_{\text{пр}} + \partial \mathbf{D} / \partial t. \quad (1.3)$$

Уравнение (1.3), называемое первым уравнением Максвелла в дифференциальной форме, так же как и уравнение (1.2), характеризует магнитный эффект тока в отсутствие намагничиваемых сред. В присутствии намагничиваемых сред, как известно, основной характеристикой магнитного поля является магнитная индукция \mathbf{B} , связанная с напряженностью поля \mathbf{H} следующим соотношением: $\mathbf{B} = \mu_a \mathbf{H} = \mu_0 [\mu] \mathbf{H}$, где μ_a — абсолютная магнитная проницаемость среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$ — магнитная постоянная; $[\mu]$ — тензор относительной магнитной проницаемости среды — безразмерная величина. Тензор $[\mu]$ учитывает анизотропные свойства среды, т. е. неодинаковость ее магнитных свойств в различных направлениях. Если магнитная среда изотропна, то $[\mu] = \mu$ и $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$ или $\mathbf{B} = \mu \mathbf{B}_0$, где \mathbf{B}_0 — магнитная индукция в вакууме. В изотропных средах $\mathbf{B} \parallel \mathbf{H}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_0$. Таким образом, магнитный эффект тока в намагничиваемых средах характеризуется уже не одним, а двумя векторами, например \mathbf{B} и \mathbf{H} или \mathbf{B} и \mathbf{B}_0 . Поскольку электромагнитные и силовые эффекты, наблюдаемые в намагничиваемых средах, пропорциональны вектору \mathbf{B} , то измеряемой, точнее, преобразуемой в результате проявления этих эффектов, величиной можно считать вектор \mathbf{B} , а вне намагничиваемых сред — вектор \mathbf{B}_0 , а не \mathbf{H} . Учитывая это, уравнения (1.2) и (1.3) можно переписать в виде

$$\oint_l \mathbf{B}_0 d\mathbf{l} = \mu_0 I, \quad (1.4)$$

$$\text{rot } \mathbf{B}_0 = \mu_0 (\mathbf{j}_{\text{пр}} + \partial \mathbf{D} / \partial t). \quad (1.5)$$

Второе уравнение Максвелла является обобщением закона электромагнитной индукции Фарадея, согласно которому в замкнутом контуре, пронизываемом переменным магнитным потоком $\Phi = \int_s \mathbf{B} ds$, возникает э. д. с. e , равная скорости изменения магнитного потока $e = -d\Phi/dt$.

Э. д. с., наводимая в любом замкнутом контуре l , равна циркуляции вектора \mathbf{E} по этому контуру $l = \oint_l \mathbf{E} d\mathbf{e}$. Таким образом, на основании двух предыдущих уравнений

$$\oint_l \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \frac{d}{dt} \int_s \mathbf{B} ds. \quad (1.6)$$

Уравнение (1.6) называют вторым уравнением Максвелла в интегральной форме. Преобразуя левую часть этого уравнения по теореме Стокса, получим

$$\int_s \text{rot } \mathbf{E} ds = - \int_s \frac{d\mathbf{B}}{dt} ds.$$

Так как s — произвольная поверхность, то

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t. \quad (1.7)$$

Последнее уравнение называют вторым уравнением Максвелла в дифференциальной форме.

Третье уравнение Максвелла является обобщением закона Гаусса на случай переменных процессов. Закон Гаусса связывает поток вектора электрического смещения через произвольную замкнутую поверхность s с зарядом Q , сосредоточенным внутри этой поверхности:

$$\oint_s \mathbf{D} ds = Q. \quad (1.8)$$

В общем случае $Q = \int_V \rho dv$, где ρ — удельная плотность зарядов, поэтому

$$\oint_s \mathbf{D} ds = \int_V \rho dV. \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) обычно называют третьим уравнением Максвелла в интегральной форме. Для перехода к дифференциальной форме преобразуем левую часть уравнения (1.9) по теореме Остроградского — Гаусса. В результате получим

$$\int_V \text{div } \mathbf{D} dV = \int_V \rho dV.$$

Так как последнее равенство выполняется при любом объеме V , то

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho. \quad (1.10)$$

Равенство (1.10) принято называть третьим уравнением Максвелла в дифференциальной форме.

Четвертое уравнение Максвелла в интегральной форме совпадает с законом Гаусса для магнитного поля, согласно которому поток вектора магнитной индукции \mathbf{B} через любую замкнутую поверхность равен нулю:

$$\int_s \mathbf{B} ds = 0. \quad (1.11)$$

Это означает, что линии вектора \mathbf{B} всегда замкнуты, т. е. не существует линий, только входящих или только выходящих из замкнутой поверхности s .

К дифференциальной форме уравнение (1.11) можно привести с помощью теоремы Остроградского — Гаусса так же, как это было сделано в предыдущем случае:

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (1.12)$$

Уравнение (1.12) представляет собой четвертое уравнение Максвелла в дифференциальной форме.

Из уравнений Максвелла видно, что возможны два принципа построения аппаратуры для бесконтактного измерения тока. Один из них состоит в реализации первого уравнения Максвелла в дифференциальной или интегральной форме с определением дифференциальных или интегральных параметров магнитного поля. В первом случае задача сводится к измерению $\operatorname{rot} \mathbf{B}_0$ и последующему вычислению $I = \int_s \mathbf{j} ds$, во втором — к измерению циркуляции вектора \mathbf{B}_0 по некоторому замкнутому контуру l , охватывающему токопровод.

Другой принцип состоит в реализации третьего уравнения Максвелла в дифференциальной или интегральной форме, устанавливающего связь между вектором электрического смещения \mathbf{D} и плотностью зарядов ρ (или зарядом Q), которые, в свою очередь, связаны с измеряемым током I . В некоторых случаях эта связь устанавливается весьма просто. Представим себе, что замкнутую цилиндрическую поверхность s пронизывает ток переноса $I_{\text{пер}}$ (например, пучок заряженных частиц), обладающий объемной плотностью заряда ρ :

$$I_{\text{пер}} = \int_{s'} \mathbf{j}_{\text{пер}} ds = v \int_{s'} \rho ds = \frac{v}{l} \int_V \rho dV,$$

где s' — площадь сечения пучка; v — скорость заряженных частиц; l — длина цилиндра; V — его объем. Таким образом, с учетом (1.9) $I_{\text{пер}} = \frac{v}{l} \int_s \mathbf{D} ds$. Недостаток такого метода измерения

очевиден. Необходимо учитывать скорость движения носителей заряда, образующих ток.

Для бесконтактного измерения тока далеко не всегда необходимо определять интегральные или дифференциальные параметры создаваемого им электромагнитного поля. Иногда, если проводник с током или пучок заряженных частиц неподвижны по отношению к преобразователю тока, а также имеют постоянное сечение и распределение плотности тока \mathbf{j} , достаточно измерить в какой-либо точке пространства значения H , B или E (в зависимости от природы тока и типа преобразователя), однозначно связанные с определяемым током. Так, например, поступают при измерении токов в высоковольтных линиях электропередачи и иногда токов, протекающих по шинам.

1.3. ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯ

Как показано в предыдущем разделе, один из методов бесконтактного измерения электрических токов сводится к определению

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = x^0 \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) + y^0 \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) +$$

$$+ z^0 \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right), \quad (1.13)$$

где B_x, B_y, B_z — проекции вектора \mathbf{B} на координатные оси x, y, z ; x^0, y^0, z^0 — единичные векторы, совпадающие по направлению с соответствующими осями.

Магнитометрическая техника располагает лишь первичными преобразователями (детекторами), непосредственно реагирую-

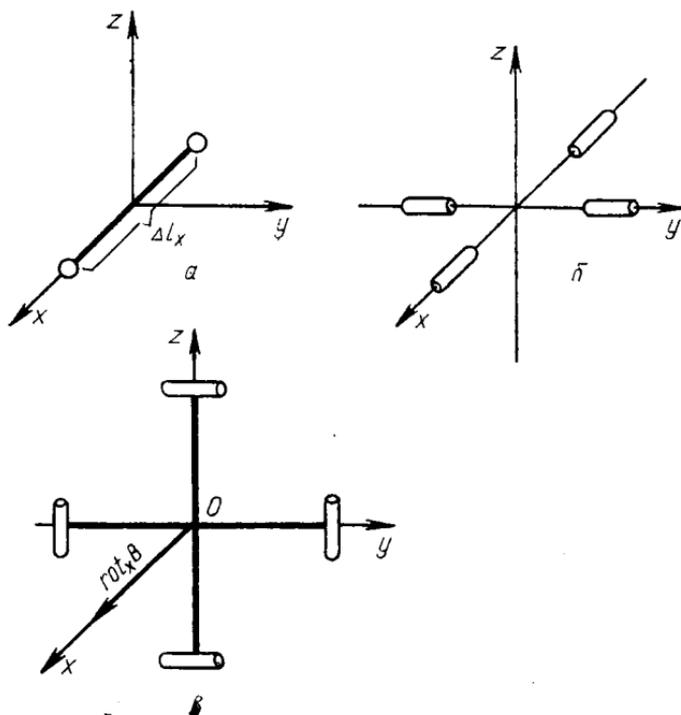


Рис. 1.1. К измерению дифференциальных и интегральных параметров магнитного поля:

a — система из двух преобразователей, реагирующих на модуль B ; b и v — системы из четырех направленных преобразователей, реагирующих на проекции B_i вектора \mathbf{B} .

щими на модуль B , одну из компонент B_i или направление α_i вектора \mathbf{B} . Так различают преобразователи скалярного типа, компонентные и указатели направления [4]. На основе преобразователей первых двух типов можно построить преобразователи более сложного типа, реагирующие на дифференциальные и интегральные параметры магнитного поля.

Рассмотрим сначала предпосылки физической осуществимости преобразователей, реагирующих на дифференциальные параметры магнитного поля. Возьмем два преобразователя, реагирующих на модуль B , и расположим их на расстоянии Δl_x друг от друга, например вдоль оси x (рис. 1.1, a). Если включить преобразователи по схеме вычитания выходных сигналов,

то в неоднородном поле получим сигнал, который с известным приближением несет информацию о дифференциальном параметре:

$$\partial B/\partial x = (B'' - B')/\Delta l_x + \varepsilon(\Delta l_x), \quad (1.14)$$

где B' и B'' — значения индукции в соответствующих точках пространства (в объеме каждого преобразователя); ε — величина, достаточно малая при $\Delta l_x \rightarrow 0$.

Допустим, что преобразователи укреплены на концах жесткой штанги длиной Δl . Тогда, ориентируя штангу последовательно в направлении осей x , y , z , можно с известным приближением измерить параметры $\partial B/\partial x$, $\partial B/\partial y$, $\partial B/\partial z$.

Если взамен преобразователей, реагирующих на модуль B , использовать преобразователи, реагирующие на проекции B_i вектора \mathbf{B} , и расположить их таким образом, чтобы их магнитные оси оказались параллельными, то аналогично (1.14) получим

$$\frac{\partial B_i}{\partial l_k} = \frac{B_i'' - B_i'}{\Delta l_k} + \varepsilon(\Delta l_k), \quad (1.15)$$

где $i=x, y, z$ и $k=x, y, z$.

Для получения информации о слагаемых скаляра $\operatorname{div} \mathbf{B}$ достаточно четырех направленных преобразователей (см. рис. 1.1, б). Такое же количество преобразователей нужно и для измерения любой из компонент $\operatorname{rot} \mathbf{B}$. Расположив преобразователи в одной плоскости, например yOz , и ориентируя их попарно вдоль осей z и y (см. рис. 1.1, в), можно найти значения $\partial B_z/\partial y$ и $\partial B_y/\partial z$. В соответствии с выражением (1.13) этих данных достаточно для определения x -й компоненты $\operatorname{rot} \mathbf{B}$. Аналогично можно найти y -ю и z -ю компоненты $\operatorname{rot} \mathbf{B}$, если совмещать систему сначала с плоскостью xOz , а затем с xOy .

Дифференциальная система преобразователей, помещенная в изотропную проводящую среду с известной магнитной проницаемостью μ_a , позволяет по измеренным компонентам $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ определить вектор плотности тока \mathbf{j} . Значение тока, пронизывающего некоторую поверхность s , можно найти в результате интегрирования $I = \int \mathbf{j} ds$.

Если необходимо измерить ток по магнитному полю вне проводящей среды (вблизи проводов, шин, пучков заряженных частиц) (см. разд. 1.2), то достаточно измерить циркуляцию вектора \mathbf{B} в изотропной непроводящей среде. Контур l , охватывающий проводник с током или пучок заряженных частиц, может быть при этом произвольной формы. Так, при достаточно длинном прямолинейном проводнике с током или пучке заряженных частиц циркуляцию вектора \mathbf{B} по окружности определенного радиуса r легко найти по значению B в одной точке, так как силовые линии магнитного поля имеют вид концентрических окружностей. В случае криволинейных проводников, проводников с

сечением сложной формы, неоднородных потоков заряженных частиц и токов смещения, протекающих в конденсаторах различной конфигурации, циркуляцию вектора \mathbf{V} не вычисляют, а измеряют непосредственно. Для этого обычно используют интегрирующий контур из конечного числа магнитометрических преобразователей, реагирующих на проекции V_i вектора \mathbf{V} : индукционных, гальваномагнитных и др. Простейший пример такого интегрирующего контура — гибкий соленоид (пояс Роговского), составленный из конечного числа индукционных преобразователей, образованных отдельными витками соленоида. С помощью такого соленоида можно измерять переменные и импульсные токи. Для измерения постоянных токов применяют более сложные типы интегральных преобразователей, основанные, например, на использовании гальваномагнитных явлений.

Электрометрические преобразователи, так же как и магнитометрические, могут обладать направленными свойствами, поэтому все приведенные выше рассуждения можно применить и для определения параметров электрических полей. Различие только в том, что измерение тока сводится не к измерению ротора или циркуляции вектора по замкнутому контуру, а к определению дивергенции или потока вектора \mathbf{D} через замкнутую поверхность.

На практике, естественно, возможна реализация преобразователя лишь с не полностью замкнутой поверхностью. При этом иногда оказывается, что поток вектора \mathbf{D} сквозь оставшуюся поверхность несет полную информацию об измеряемом токе. Например, пусть замкнутая поверхность образует цилиндр, направление оси которого совпадает с направлением тока переноса, образованного пучком заряженных частиц, переносимых с помощью механических сил. Тогда в изотропной среде оба вектора \mathbf{E} и \mathbf{D} перпендикулярны к вектору плотности тока $\mathbf{j}_{\text{пер}}$, и их поток через торцевые стенки цилиндра равен нулю. Вполне понятно, что при этом условию замкнутую поверхность можно заменить только боковой поверхностью цилиндра, как часто и поступают, используя в качестве интегрального преобразователя полый металлический цилиндр (см. гл. 5).

Электрическое поле, окружающее проводник с током, в отличие от поля, окружающего пучок заряженных частиц, переносимых с помощью механических сил, зависит не только от заряда, движущегося по проводнику и образующего ток, но и от потенциала проводника, причем составляющая поля, пропорциональная потенциалу проводника, обычно намного больше составляющей, обусловленной зарядами, движущимися по проводнику.

На рис. 1.2 показан характер силовых линий электрического поля около прямого и обратного проводов электрической цепи. Вектор напряженности поля \mathbf{E} есть сумма нормальной \mathbf{E}_n и тангенциальной \mathbf{E}_τ составляющих: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_n + \mathbf{E}_\tau$. Нормальная со-

ставляющая E_n зависит от напряжения и расстояния между проводниками. Тангенциальная составляющая представляет собой падение напряжения, отнесенное к единице длины проводника; ее можно определить из выражения $E_\tau = j_{\text{уп}}/\sigma$. Нетрудно видеть, что при уменьшении удельного сопротивления проводников и увеличении расстояния между ними вектор E уменьшается при неизменном токе и не является его однозначной функцией.

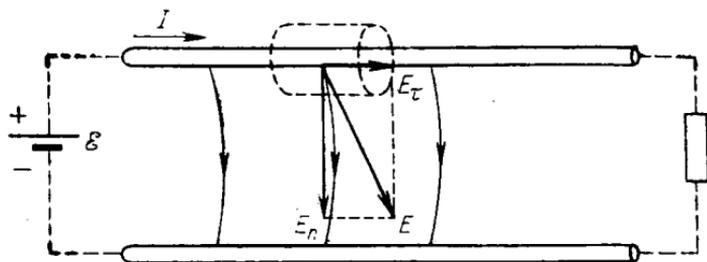


Рис. 1.2. Электрическое поле двухпроводной линии.

Далее, при $\sigma \rightarrow 0$, как, например, в условиях сверхпроводимости, $E_\tau \rightarrow 0$. Таким образом, если пренебречь падением напряжения вдоль проводника при прохождении по нему тока, то его поверхность можно считать поверхностью равного потенциала, причем макроскопический заряд этого проводника равен нулю, так как заряд электронов скомпенсирован зарядом решетки и из-за непрерывности электрического тока взамен каждого ушедшего носителя заряда (электрона) его место занимает вновь приходящий. Очевидно, что при этих условиях на поверхности проводника существуют лишь связанные заряды, плотность которых определяется потенциалом и расположением данного проводника по отношению к другим проводящим объектам, а не протекающим током.

Если теперь такой проводник, подключенный к источнику напряжения, окружить открытым с торцов цилиндрическим электродом, то поток вектора E сквозь боковую поверхность последнего определится лишь нормальной составляющей E_n , связанной только с напряжением на зажимах генератора. Именно благодаря этому электрометрические преобразователи тока, принцип действия которых основан на реализации третьего уравнения Максвелла, применяются только для измерения токов переноса и никогда не используются для измерения токов проводимости или смещения.

1.4. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТОКА

Все магнитометрические преобразователи, реагирующие на направление вектора H или B , целесообразно разделить на четные, выходное значение которых — четная функция измеряемой

величины (магнитной индукции), и нечетные, выходное значение которых — нечетная функция измеряемой величины. Большинство магнитометрических преобразователей, применяемых для бесконтактного измерения электрических токов, нечетные, например все типы индукционных преобразователей, преобразователи Холла и т. д. Примером четного преобразователя служит преобразователь магнитосопротивления.

Влияние однородного магнитного поля. Рассмотрим влияние внешнего однородного магнитного поля на интегрирующий контур, построенный на основе нечетных преобразователей. Связь между выходной величиной q (в данном случае током или напряжением) и магнитной индукцией, создаваемой измеряемым током, можно записать следующим образом:

$$q = S_{\parallel} (i_m^0 \mathbf{B}), \quad (1.16)$$

где i_m^0 — единичный вектор, совпадающий по направлению с магнитной осью преобразователя; S_{\parallel} — чувствительность преобразователя к составляющей магнитной индукции, параллельной магнитной оси.

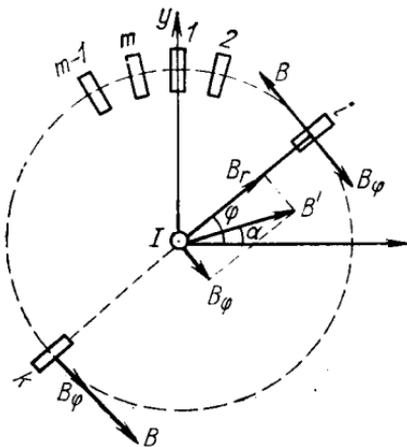


Рис. 1.3. Интегрирующий контур.

Предположим, что интегрирующий контур составлен из m преобразователей, расположенных по окружности вокруг проводника с током I , направленным перпендикулярно к плоскости чертежа (рис. 1.3). Направление магнитной оси каждого преобразователя выбрано таким образом, чтобы оно совпадало с направлением магнитной индукции \mathbf{B} , создаваемой током I . Для уменьшения погрешности измерения число m обычно выбирают довольно

большим, поэтому с достаточной точностью можно считать, что любому i -му преобразователю всегда соответствует некоторый k -й преобразователь, расположенный диаметрально противоположно. Пусть помимо \mathbf{B} на интегрирующий контур воздействует также однородное магнитное поле с индукцией \mathbf{B}' , которую разложим на радиальную B_r и азимутальную B_{ϕ} составляющие:

$$B_r = B' \cos(\varphi - \alpha); \quad B_{\phi} = B' \sin(\varphi - \alpha),$$

где α и φ — углы между радиусом-вектором r и вектором \mathbf{B} и осью x соответственно.

Воспользовавшись выражением (1.16), найдем суммарное выходное значение $q_{i, k}$ преобразователей i и k :

$$q_{i, k} = q_i + q_k = S_{\parallel} (B \cos 0^\circ + B_{\phi} \cos 180^\circ) + S_{\parallel} (B \cos 0^\circ + B_{\phi} \cos 0^\circ) = 2S_{\parallel} B.$$

Очевидно, что такой же результат получим и для любой другой пары диаметрально расположенных преобразователей. Таким образом, можно утверждать, что суммарное выходное значение q_{Σ} интегрирующего контура, составленного из любого числа диаметрально расположенных нечетных преобразователей, не зависит от внешнего однородного магнитного поля.

Во всех рассуждениях предполагалось, что чувствительность преобразователя S_{\perp} к составляющей магнитной индукции, перпендикулярной к его магнитной оси, равна нулю и что чувствительности диаметрально расположенных преобразователей равны друг другу.

Рассмотрим теперь влияние внешнего однородного магнитного поля на интегрирующий контур, составленный из последовательно соединенных четных преобразователей. В этом случае, как увидим дальше, дополнительная погрешность может иметь вполне весомое значение, что связано главным образом с нечетностью самого используемого эффекта.

Предварительно сделаем два допущения: 1) $S_{\perp} \ll S_{\parallel}$; 2) чувствительность преобразователя от магнитной индукции не зависит. Учитывая принятые допущения, связь между выходным значением четного преобразователя и магнитной индукцией в общем случае можно записать в виде

$$q = S_{\parallel} \left| B \cos(\widehat{B i_m^0}) \right|.$$

Рассмотрим случай с достаточно большим числом преобразователей, представляющий наибольший практический интерес. Для этого, как и раньше, выберем два любых диаметрально расположенных преобразователя (например, i и k) и определим их суммарное выходное значение:

$$q_{i,k} = S_{\parallel} |B - B_{\varphi}| + S_{\parallel} |B + B_{\varphi}|.$$

Положив для простоты $\alpha=0$, получим

$$q_{i,k} = S_{\parallel} B \{ |1 - k \sin \varphi| + |1 + k \sin \varphi| \},$$

где $k = B'/B$. Тогда при $|k \sin \varphi| \leq 1$ сумма модулей в фигурной скобке равна 2 и $q_{i,k} = 2 S_{\parallel} B$. Если же $|k \sin \varphi| > 1$, то сумма модулей равна

$$2k \sin \varphi \quad \text{и} \quad q_{i,k} = 2 S_{\parallel} B' \sin \varphi,$$

т. е. в зависимости от отношения $k = B'/B$ выходное значение соответствующей пары преобразователей пропорционально только B или только $B_{\varphi} = B' \sin \varphi$.

Определим погрешность, вносимую однородным полем. На рис. 1.4 изображены функции $B(\varphi)$ и $B_{\varphi}(\varphi)$, а также зависимость выходного сигнала отдельного преобразователя от угла φ , определяющего его положение в пространстве по отношению к вектору B' .

Если считать, что $m \rightarrow \infty$ и все преобразователи включены последовательно, то в присутствии внешнего поля суммарный выходной сигнал q_{Σ} равен площади s , ограниченной отрезком кривой $abcdefkm$ и отрезком On оси x . Поскольку при отсутствии внешнего магнитного поля q_{Σ} пропорционален площади s' ,

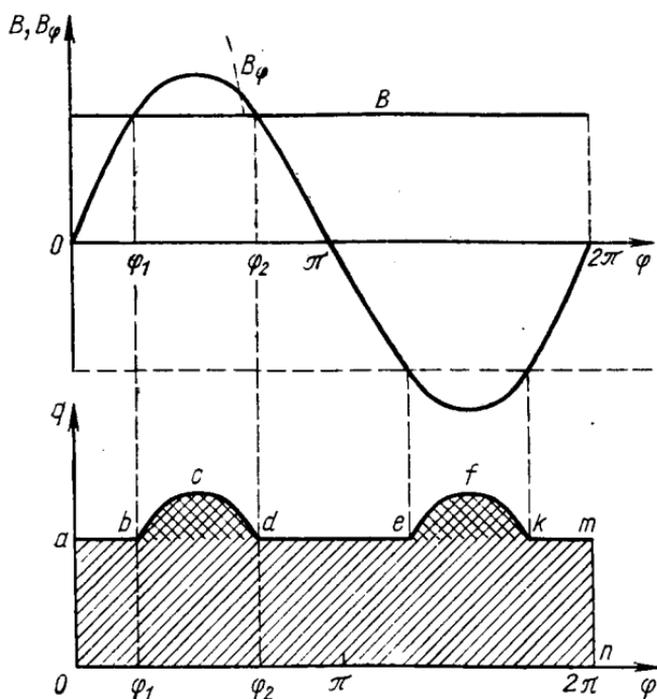


Рис. 1.4. Графики функций $B(\varphi)$, $B_{\varphi}(\varphi)$ и $q(\varphi)$.

ограниченной отрезками прямых am и On , то абсолютная погрешность измерения Δq_{Σ} равна разности этих площадей:

$$\Delta q_{\Sigma} = s - s' = 2s_{bcd},$$

а относительная погрешность

$$\delta_B = 2s_{bcd}/s'.$$

При рассмотрении кривых на рис. 1.4 видно, что

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Delta q_{\Sigma} &= S_{\parallel} B \varphi_1 + S_{\parallel} B' \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi d\varphi + S_{\parallel} B (\pi - \varphi_2) - \pi S_{\parallel} B = \\ &= -S_{\parallel} B' \cos \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2} - S_{\parallel} B (\varphi_2 - \varphi_1). \end{aligned} \quad (1.17)$$

Значение углов φ_1 и φ_2 можно определить из равенства $B = B' \sin \varphi$, откуда $\varphi_1 = \arcsin (B/B')$, а $\varphi_2 = \pi - \arcsin (B/B')$. Подставляя значения φ_1 и φ_2 в выражение (1.17), получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Delta q_{\Sigma} &= 2S_{\parallel} B' \operatorname{cosarcsin} (1/k) - S_{\parallel} B [\pi - \arcsin (1/k)] = \\ &= 2S_{\parallel} B \left\{ (k^2 - 1)^{1/2} - \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin (1/k) \right] \right\}; \\ \delta_B &= 2/\pi \left\{ (k^2 - 1)^{1/2} - \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin (1/k) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Воспользовавшись формулой (1.18) и задавшись значением $k \geq 1$, можно вычислить погрешность, обусловленную влиянием внешнего магнитного поля. Например, при $k = 1,5$ δ_B достигает 17%.

Влияние неоднородного магнитного поля. Из изложенного выше, в частности, следует, что однородное магнитное поле не оказывает влияния на преобразователь тока, состоящий из двух диаметрально расположенных нечетных магнитометрических преобразователей, при равенстве их чувствительностей к магнитной индукции (такую систему преобразователей иногда называют астатической). Однако на практике очень часто преобразователи тока работают при воздействии на них источников неоднородного магнитного поля, например других измерительных приборов, обратной шины с током и т. д. При этом возникает естественный вопрос: из какого минимального числа первичных магнитометрических преобразователей m_{\min} должен состоять преобразователь тока (интегрирующий контур), чтобы погрешность, обусловленная влиянием внешнего поля, не превышала заданного значения?

Рассмотрим оригинальный способ расчета m_{\min} , предложенный в работах [5, 6]. Поскольку азимутальная составляющая внешнего магнитного поля, воздействующая на первичные магнитометрические преобразователи, расположенные вокруг проводника с измеряемым током, имеет период 2π , то выражение для нее можно записать в виде ряда Фурье:

$$B_{\varphi} = B + \sum_{n=1}^{\infty} B_n (\cos n\varphi + \theta_n),$$

где B — постоянная составляющая, определяемая измеряемым током; $\sum_{n=1}^{\infty} B_n (\cos n\varphi + \theta_n)$ — переменная составляющая, зависящая от внешнего поля помехи; n — номер гармоники; θ_n — начальная фаза n -й гармоники.

Наглядное представление о возможности такого разложения можно получить, вращая один нечетный магнитометрический преобразователь вокруг проводника с током. При наличии внеш-

него поля помехи с магнитной индукцией B' значение выходного сигнала преобразователя, пропорциональное азимутальной составляющей, периодически изменяется относительно некоторой постоянной составляющей (рис. 1.5, а). Вполне понятно, что в

этом случае (идеальное интегрирование) $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} B_\varphi d\varphi = B$.

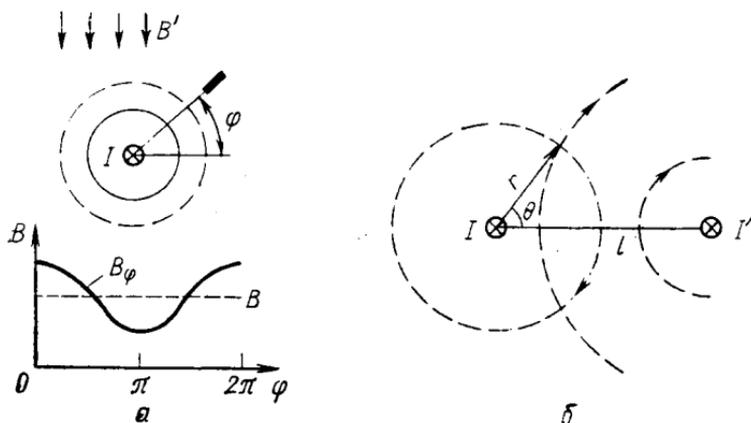


Рис. 1.5. Зависимость азимутальной составляющей B_φ от угла φ при наличии однородного магнитного поля помехи (а); к определению погрешности δ_B , обусловленной влиянием поля, создаваемого током соседней шины (б).

Если преобразователь тока состоит из конечного числа магнитометрических преобразователей, сдвинутых относительно друг друга на угол $\alpha = 2\pi/m$, то значение его выходной величины определяется выражением

$$q_{\text{вых}} = S_{\parallel} \left[mB + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sum_{i=1}^{m-1} \cos \left(\frac{2\pi}{m} ni + \beta \right) \right].$$

Здесь $\beta = n\varphi_0 + \theta_n$; φ_0 — начальный угол между осью отсчета и ближайшим преобразователем.

Используя свойство тригонометрической суммы (сумма Вейля), получим

$$\sum_{i=1}^{m-1} \cos \left[\frac{2\pi}{m} ni + \beta \right] = \begin{cases} m \cos \beta & \text{при } n = pm \\ 0 & \text{при } n \neq pm, \end{cases}$$

где p — целое число.

Уравнение для выходного значения преобразователя тока можно записать в виде

$$q_{\text{вых}} = mS_{\parallel} \left[B + \sum_{p=1}^{\infty} B_{mp} \cos (mp\varphi_0 + \theta_{mp}) \right].$$

Это выражение показывает, что, используя систему из m преобразователей, можно исключить влияние всех внешних полей, которые разлагаются в ряд Фурье по углу φ на гармоники, не кратные m . Например, при $m=2$ выходной сигнал преобразователя тока определяется только постоянной составляющей B_{φ} и четными гармониками разложения, а при $m=3$ — постоянной составляющей B_{φ} и гармониками, кратными трем. Пользоваться указанным приемом разложения B_{φ} в ряд Фурье можно в тех случаях, когда известны его коэффициенты B_n . Например, при определении влияния тока соседней шины, расположенной параллельно проводнику, ток которого измеряется посредством нечетных преобразователей, выражение для азимутальной составляющей магнитного поля помехи B'_{φ} получено в виде [5]

$$B'_{\varphi} = I'/2\pi r \left[\sum_{n=1}^{\infty} (r/l)^n \cos n\varphi \right],$$

где I' — ток, создающий поле помехи (см. рис. 1.5, б); r — радиус окружности, по которой расположены преобразователи ($r < l$); l — расстояние между проводниками.

При числе преобразователей m , выходные сигналы которых суммируются, относительная погрешность

$$\delta_B \leq \left| \frac{I'}{I} \left(\frac{r}{l} \right)^m \right|.$$

откуда

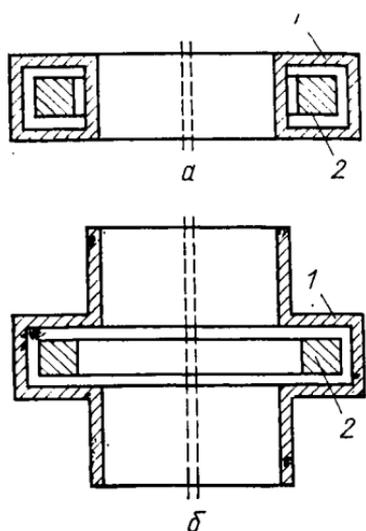
$$m_{\text{мин}} \geq \left| \frac{\lg I/I'}{\lg r/l} \right|.$$

Прямые скобки здесь означают ближайшее целое число, следующее за выражением, стоящим в скобках. Если, например, $\delta_B = 0,05$, $l = 2r$ и $I' = -I$, то

$$m_{\text{мин}} = \left| \frac{\lg 0,05}{\lg 0,5} \right| = 5.$$

В реальных условиях даже при достаточно большом числе первичных магнитометрических преобразователей, образующих интегрирующий контур, внешнее магнитное поле может заметно влиять на точность измерений, что связано с неидентичностью преобразователей, неравномерным расположением их по окружности и т. д. Поэтому при измерении слабых токов очень часто применяют магнитное экранирование преобразователей тока.

На рис. 1.6, *a* изображен экран, который авторы рекомендуют применять при экранировании интегральных преобразователей слабых токов. Предлагаемый экран — замкнутый, что выгодно



отличает его в отношении коэффициента экранирования от внешних полей, например от экрана, изображенного на рис. 1.6, *б*. Экранирующим действием экрана по отношению к магнитному полю, создаваемому измеряемым током, можно пренебречь. Это следует из того, что поверхности экрана совпадают с линиями равной напряженности (имеется в виду, что измеряемый ток проходит вблизи геометрического центра экрана) и топография магнитного поля остается неизменной как внутри экрана, так и снаружи (см. разд. 3.5).

Рис. 1.6. Конструкции замкнутого (*a*) и разомкнутого (*б*) магнитных экранов:

1 — экран; 2 — интегральный преобразователь тока.

магнитного поля, возникающего вокруг проводника с током, зависит прежде всего от его размеров и геометрической формы. Большой практический интерес представляет определение магнитной индукции снаружи шины прямоугольного сечения, наиболее часто используемой для передачи сильных токов. Формулы, определяющие магнитную индукцию снаружи токопроводящей шины, можно использовать при градуировке некоторых типов преобразователей тока (например, гальваномагнитных).

Предположим, что длина шины достаточно велика, а плотность тока во всех ее участках одинаковая. Тогда (так как вектор плотности тока имеет только одну составляющую) уравнение Пуассона примет вид $\Delta A_z = -\mu_0 j_{\text{пр}z}$. Здесь $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$; A_z — векторный потенциал; $j_{\text{пр}z} = I_{\text{пр}}/2dc$, где $I_{\text{пр}}$ — измеряемый ток (шина и ее размеры приведены на рис. 1.7). Этому уравнению соответствует следующее решение:

$$A_z = \mu_0 \int_V \frac{j_{\text{пр}z}}{r} dV,$$

1.5. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТОКА В МАГНИТНУЮ ИНДУКЦИЮ

Первичное преобразование тока проводимости в магнитную индукцию осуществляется при помощи самих проводящих тел. При этом топография

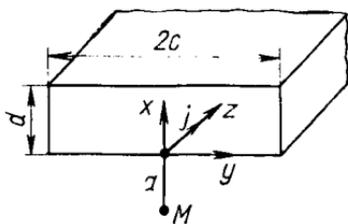


Рис. 1.7. Схема токопроводящей шины.

где $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}$ — расстояние между точкой $M(x, y, z)$ и объемом $dV = d\xi d\eta d\zeta$ с координатами ξ, η, ζ .

$$B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} = \mu_0 j_{npz} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^d \int_{-c}^c \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi d\eta d\zeta}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}}.$$

Поменяв порядок дифференцирования и интегрирования, получим

$$\begin{aligned} B_y &= \mu_0 j_{npz} \int_0^d \int_{-c}^c \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}} \right) d\xi d\eta d\zeta = \\ &= \mu_0 j_{npz} \int_0^d \int_{-c}^c \int_{-\infty}^{\infty} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2]^{-3/2} \times \\ &\quad \times (x - \xi) d\xi d\eta d\zeta. \end{aligned}$$

Взяв определенный интеграл и учитывая, что в соответствии с рис. 1.7 $x = -a, y = 0$, находим

$$\begin{aligned} B_y &= \frac{\mu_0 j_{npz}}{2\pi} \left[c \ln \frac{(a + d)^2 + c^2}{a^2 + c^2} + \right. \\ &\quad \left. + (a + d) \operatorname{arctg} \frac{c}{a + d} - a \operatorname{arctg} \frac{c}{a} \right]. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Если толщина шины значительно меньше ее ширины ($d \ll 2c$) и преобразователь расположен вблизи шины ($a \ll 2c$), то формулу для расчета индукции можно представить в виде

$$B_y \approx \frac{\mu_0 I_{np}}{4c} \left(1 - \frac{2a + d}{\pi c} \right). \quad (1.20)$$

При выводе уравнений (1.19) и (1.20) предполагали, что длина шины, по которой протекает ток, намного больше расстояния до точки, в которой вычисляется магнитная индукция, при этом условии шину (или проводник) можно считать бесконечно длинной. Однако на практике обе эти величины вполне соизмеримы, особенно если учитывать, что при измерении больших токов длину шины необходимо выбирать как можно меньше. Вычислим поправку, учитывающую конечную длину шины и определяемую как разность $B_y'' - B_y' = \Delta B_y$, где B_y' и B_y'' — значения магнитной индукции, соответствующие бесконечно длинной и реальной шине.

По дифференциальному закону Био — Савара магнитная индукция $d\mathbf{B}_y$, создаваемая элементом тока $I_{\text{пр}}dl$ (рис. 1.8), имеет следующее значение:

$$dB_y = \mu_0 I_{\text{пр}} [dlR] / 4\pi R^2.$$

$$\begin{aligned} \text{Тогда } B_y^* &= \mu_0 I_{\text{пр}} \int_{-l}^l \frac{[dlR]}{4\pi R^2} = \frac{\mu_0 I_{\text{пр}}}{4\pi} \int_{-l}^l \frac{adx}{(a^2 + x^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{\mu_0 I_{\text{пр}}}{2\pi a} \frac{1}{\sqrt{1 + (a/l)^2}}; \\ B_y^* &\approx \frac{\mu_0 I_{\text{пр}}}{2\pi a} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a^2}{l^2} \right). \end{aligned}$$

Таким образом, $\delta B_y = 1/2 \cdot a^2/l^2$, а это значит, что уже при a/l порядка 0,1 поправка равна 0,5%.

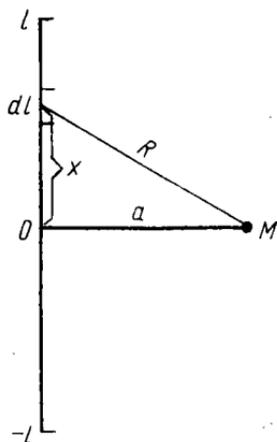


Рис. 1.8. К вычислению поправки, учитывающей длину шины.

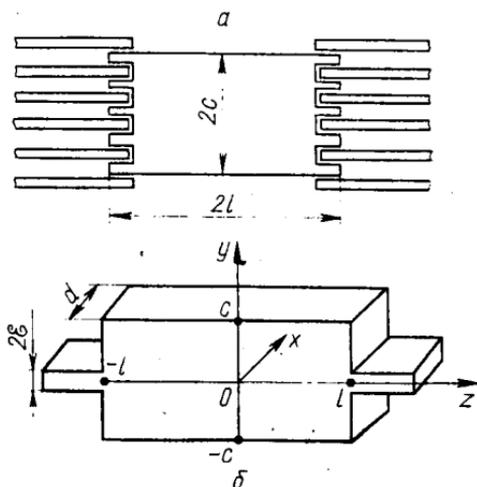


Рис. 1.9. К вычислению погрешности из-за неравномерного распределения тока по сечению шины.

Большое значение имеет также неравномерное распределение тока по сечению шины. Например, известно, что передача больших токов на предприятиях электрохимической и электрометаллургической промышленности осуществляется с помощью набора шин прямоугольного сечения, образующих единую токопроводящую систему. При бесконтактном измерении тока обычно в эту систему монтируется вставка (рис. 1.9, а), представляющая собой сплошной участок шины, на котором происходит «выравнивание» поля тока; в результате чего уменьшается влияние перераспределения тока в разветвленной части шинопровода на числовое значение магнитной индукции.

Из формулы (1.19) следует, что основную долю магнитной индукции в районе расположения преобразователя создает протекающий вблизи него ток. Поэтому наиболее неблагоприятным следует считать случай, когда дополнительный ток $I'_{\text{пр}}$ втекает или вытекает вблизи плоскости $z=0$ (см. рис. 1.9, б), в которой обычно располагается магнитометрический преобразователь.

Так как $d \ll 2l$ и $d \ll 2c$ ($2l$ и $2c$ соответственно длина и ширина сплошной части шины), то неравномерностью распределения тока по толщине шины можно пренебречь и принять $j_{\text{пр}x}=0$. Тогда составляющую магнитной индукции B_y можно определить по формуле $B'_y = \partial A_z / \partial x$. Здесь A_z — решение уравнения $\Delta A_z = -\mu_0 j_{\text{пр}z}$. Это означает, что требуется найти зависимость от координат составляющей вектора плотности тока $j_{\text{пр}z} = \sigma \partial \varphi / \partial z$, где φ — электрический потенциал. Поскольку в шине нет источников тока, то

$$\Delta \varphi = 0 \quad (1.21)$$

Граничными условиями при решении этого уравнения следует считать

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=\pm c} = 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=\pm l} = \frac{j_{\text{пр}}(y)}{\sigma}.$$

Здесь $j_{\text{пр}}(y)$ — плотность тока при $z = \pm l$

$$j_{\text{пр}}(y) = \begin{cases} I'_{\text{пр}}/2\epsilon d & \text{при } |y| < \epsilon; \\ 0 & \text{при } |y| > \epsilon, \end{cases}$$

где $\epsilon \ll c$ — ширина участка, через который втекает ток.

При $\partial \varphi / \partial x = 0$ уравнение (1.21) можно переписать в развернутом виде

$$\partial^2 \varphi / \partial y^2 + \partial^2 \varphi / \partial z^2 = 0.$$

Его решение следует искать в виде $\varphi(y, z) = u(y)U(z)$. В этом случае $u''U + uU'' = 0$ или $U''/U = -u''/u = \lambda_n^2$; $U'' - \lambda_n^2 U = 0$; $u'' + \lambda_n^2 U = 0$.

Находим решение двух последних уравнений:

$$U_n = A_n \exp(\lambda_n z) + B_n \exp(-\lambda_n z);$$

$$u_n = C_n \sin \lambda_n y + D_n \cos \lambda_n y.$$

Потенциал $\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} u_n U_n$. Из первого граничного условия следует, что $C_n = 0$ и $\lambda_n = (n\pi)/c$, а из второго, что $A_n D_n = -B_n D_n = \frac{\Delta I_{\text{пр}}}{\pi d} \cdot \frac{1}{\text{ch}(n\pi l/c)}$. Таким образом,

$$\varphi = \frac{I'_{\text{пр}}}{\pi d \sigma} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n} \cdot \frac{\text{sh}(n\pi z/c)}{\text{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi y}{c};$$

$$j_{npz} = \frac{I'_{np}}{dc} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{ch}(n\pi z/c)}{\operatorname{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi y}{c}. \quad (1.22)$$

Член суммы в выражении (1.22), соответствующий $n=0$, определяет равномерное распределение тока

$$I_{z0} = I'_{np}/dc \neq f(z, y)$$

независимо от его распределения в разветвленной части шины. Поэтому влияние перераспределения тока в разветвленной части шины определяется плотностью тока j_{npz_1} :

$$j_{npz_1} = \frac{I'_{np}}{dc} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ch}(n\pi z/c)}{\operatorname{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi y}{c}$$

и, следовательно,

$$B'_y = - \frac{\partial A'_z}{\partial x} = - \mu_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_V \int_V \int_V j_{npz_1} \frac{d\xi d\eta d\zeta}{r},$$

где $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ — расстояние между центром элементарного объема внутри шины $dV = d\xi d\eta d\zeta$ с координатами ξ, η, ζ и точкой вне шины с координатами x, y, z , в которой установлен магнитометрический преобразователь. Интегрирование ведется по всему объему шины. Поменяв местами порядок интегрирования и дифференцирования, получим

$$B'_y = - \mu_0 \int_V \int_V \int_V j_{npz_1} (x - \xi) \frac{d\xi d\eta d\zeta}{r^3}.$$

Для упрощения расчетов положим $x=y=z=0$. Тогда

$$\begin{aligned} B'_y &= \mu_0 \frac{I'_{np}}{dc} \int_{-l}^l \int_{-c}^c \int_0^d \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ch}(n\pi \zeta/c)}{\operatorname{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi \eta}{c} \cdot \frac{\xi d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} = \\ &= \mu_0 \frac{I'_{np}}{dc} \int_{-l}^l \int_{-c}^c \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ch}(n\pi \zeta/c)}{\operatorname{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi \eta}{c} \times \\ &\times \left[\frac{1}{(\eta^2 + \zeta^2)^{1/2}} - \frac{1}{(\eta^2 + \zeta^2 + d^2)^{1/2}} \right] d\eta d\zeta. \end{aligned}$$

Поменяв местами порядок интегрирования и суммирования, получим $B_{\nu}' = \Sigma B_n$, где

$$\begin{aligned}
 B_n &= \mu_0 \frac{I'_{\text{нр}}}{dc} \int_{-l}^l \int_{-c}^c \frac{\text{ch}(n\pi\zeta/c)}{\text{ch}(n\pi l/c)} \cos \frac{n\pi\eta}{c} \left[\frac{1}{(\eta^2 + \zeta^2)^{1/2}} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{(\eta^2 + \zeta^2 + d^2)^{1/2}} \right] d\eta d\zeta. \\
 &\int_{-c}^{+c} \frac{\cos(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{1/2}} d\eta = \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{\sin(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{1/2}} \Big|_{-c}^{+c} - \\
 &\quad - \frac{c}{n\pi} \int_{-c}^{+c} \frac{\sin(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} \eta d\eta = \\
 &= \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{(c/n\pi) \cos(n\pi\eta/c) \eta - (c/n\pi)^2 \sin(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} \Big|_{-c}^{+c} + \\
 &+ \left(\frac{c}{n\pi} \right)^2 \cdot \frac{3}{2} \int_{-c}^{+c} \frac{\eta^2 \cos(n\pi\eta/c) - \frac{c}{n\pi} \eta \sin(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{5/2}}.
 \end{aligned}$$

Ограничимся членом, имеющим в знаменателе степень $(\eta^2 + \zeta^2)^{3/2}$:

$$\int_{-c}^{+c} \frac{\cos(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2)^{1/2}} d\eta \approx \left(\frac{c}{n\pi} \right)^2 \cdot \frac{2c}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}}.$$

Аналогично

$$\int_{-c}^c \frac{\cos(n\pi\eta/c)}{(\eta^2 + \zeta^2 + d^2)^{1/2}} d\eta = \left(\frac{c}{n\pi} \right)^2 \frac{2c}{(\zeta^2 + c^2 + d^2)^{3/2}}.$$

Далее

$$\int_{-l}^l \frac{\exp(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}} d\zeta = \frac{c}{n\pi} \frac{\exp(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}} \Big|_{-l}^l - \frac{c}{n\pi} \int_{-l}^l \frac{\exp(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{5/2}} d\zeta.$$

Пренебрегая членами со степенями выше $(\zeta^2 + c^2)^{3/2}$, находим

$$\begin{aligned}
 \int_{-l}^l \frac{\exp(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}} d\zeta &\approx \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{\exp(n\pi l/c) + \exp(-n\pi l/c)}{(l^2 + c^2)^{3/2}}; \\
 \int_{-l}^l \frac{\exp(-n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}} d\zeta &\approx \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{\exp(-n\pi l/c) + \exp(n\pi l/c)}{(l^2 + c^2)^{3/2}}.
 \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\int_{-l}^l \frac{\operatorname{ch}(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2)^{3/2}} d\zeta \approx 2 \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{\operatorname{ch}(n\pi l/c)}{(l^2 + c^2)^{3/2}};$$

$$\int_{-l}^l \frac{\operatorname{ch}(n\pi\zeta/c)}{(\zeta^2 + c^2 + d^2)^{3/2}} d\zeta \approx 2 \frac{c}{n\pi} \cdot \frac{\operatorname{ch}(n\pi l/c)}{(l^2 + c^2 + d^2)^{3/2}}.$$

Следовательно,

$$B_n \approx \frac{\mu_0 I'_{\text{пр}}}{dc} \left(\frac{c}{n\pi} \right)^3 4c \left[\frac{1}{(l^2 + c^2)^{3/2}} - \frac{1}{(l^2 + c^2 + d^2)^{3/2}} \right].$$

Так как $d \ll l$ и $d \ll c$, то

$$\frac{1}{(l^2 + c^2)^{3/2}} - \frac{1}{(l^2 + c^2 + d^2)^{3/2}} \approx \frac{3}{2} \cdot \frac{d^2}{(l^2 + c^2)^{5/2}}.$$

Член B_2 примерно на порядок меньше B_1 , так как $(1/n)^3 = 1$ при $n=1$ и $(1/n)^3 = 1/8$ при $n=2$, поэтому достаточно ограничиться в сумме членом B_1 . Тогда, проведя ряд сокращений, получим

$$B'_y \approx 6\mu_0 I'_{\text{пр}} (c/n\pi)^3 d / (l^2 + c^2)^{5/2}.$$

Отношение, определяющее погрешность в результате неравномерного распределения тока,

$$B'_y / B_y = 24 (c/n\pi)^3 dc / (l^2 + c^2)^{5/2} \cdot I'_{\text{пр}} / I_{\text{пр}}.$$

При $l \approx c$ и $d/c \approx 0,1$ $B'_y / B_y \approx 0,001$ (0,1%), что вполне соизмеримо с основной погрешностью высокоточных приборов для бесконтактного измерения сильных токов*.

* В дальнейшем для упрощения написания математических выражений при обозначении токов будем сохранять соответствующие индексы «пр», «см», «пер» только в тех случаях, когда необходимо подчеркнуть природу тока или если преобразователь тока или измерительный прибор в соответствии с его принципом действия предназначен для измерения только одного из токов, например тока переноса.

2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИНДУКЦИОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ [47]

Перед тем как приступить к описанию конструкции и основных характеристик различных типов индукционных интегральных преобразователей тока, рассмотрим кратко принципы действия первичных индукционных преобразователей. Независимо от конструктивных особенностей и применения все они основаны на использовании закона электромагнитной индукции Фарадея, который с учетом обобщения на случай движения контура или его части в магнитном поле имеет вид

$$e_{\Sigma} = - \frac{d\Phi}{dt} = \oint_l (\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]) dl = \oint_l \mathbf{E} dl + \oint_l [\mathbf{v}\mathbf{B}] dl.$$

Составляющая $e_{\text{тр}} = \oint_l \mathbf{E} dl$ называется трансформаторной э. д. с., а составляющая $e_{\text{дв}} = \oint_l [\mathbf{v}\mathbf{B}] dl$ — э. д. с. движения. Если поле однородно, а контур плоский, то $\Phi = Bs$ и $e_{\Sigma} = e_{\text{тр}} + e_{\text{дв}} = -(sdB/dt + Bds/dt)$, откуда следует, что появление трансформаторной э. д. с. связано с изменением магнитного поля во времени, тогда как э. д. с. движения возникает в результате изменения эффективной площади контура. Анализируя каждую из составляющих e_{Σ} , можно выделить наиболее характерные типы индукционных магнитометрических преобразователей, принцип действия которых лежит в основе принципа действия интегральных преобразователей тока.

Пусть имеется внешнее поле B_0 , которое необходимо измерить (например, поле, создаваемое измеряемым током). Поместим в это поле индукционный преобразователь, который в общем случае представляет собой катушку, содержащую сердечник из ферромагнитного материала с относительной магнитной проницаемостью $\mu \neq 1$. Если магнитное поле однородно, а сердечник имеет форму шара или эллипсоида вращения или силовые линии магнитного поля имеют вид концентрических окружностей, а сердечник — форму шара, расположенного таким образом, что силовые линии являются касательными к его поверхности, то магнитный поток через контур представим $\Phi = Bs = B_0 Y$, где Y — обобщенный параметр преобразователя.

В случае $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_0$ и $\mathbf{Y} = f(\mathbf{B}_0)$. Для слабых полей, когда возможна линейаризация начального участка кривой намагничивания,

$$\mathbf{Y} = [\boldsymbol{\mu}^*] \mathbf{s}, \quad (2.1)$$

где $[\boldsymbol{\mu}^*]$ — тензор относительной магнитной проницаемости сердечника. Тензор $[\boldsymbol{\mu}^*]$ симметричный. Его матрица имеет вид

$$\|[\boldsymbol{\mu}^*]\| = \begin{vmatrix} \mu_x^* & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y^* & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z^* \end{vmatrix}.$$

Здесь μ_x^* , μ_y^* и μ_z^* — значения относительной проницаемости сердечника в направлениях его главных осей, с которыми связана система координат x, y, z . Каждую компоненту тензора можно найти по формуле [1]

$$\mu_i^* = f(\mu, N) = \mu / [1 + N_i(\mu - 1)], \quad (2.2)$$

где N — коэффициент размагничивания; $i = x, y, z$ — индекс соответствующего направления.

Если нормаль контура (ось измерительной катушки) \mathbf{s}^0 совпадает с одной из главных осей сердечника, то необходимо учитывать только одну компоненту тензора. Так, при $\mathbf{s}^0 \parallel \mathbf{x}^0$ следует принимать во внимание лишь компоненту μ_x . Поскольку на практике условие $\mathbf{x}^0 \parallel \mathbf{s}^0$ (где \mathbf{x}^0 — продольная ось сердечника) почти всегда выполняется, то, учитывая формулу (2.2) и выражение $\mathbf{s} = \mathbf{s}^0 \mathbf{s}$ (\mathbf{s} — число, характеризующее площадь поперечного сечения контура), перепишем (2.1) в виде

$$\mathbf{Y} = \mathbf{s}^0 \mu / [1 + N(\mu - 1)]. \quad (2.3)$$

Таким образом, обобщенный параметр преобразователя есть функция четырех частных параметров: \mathbf{s}^0 , \mathbf{s} , μ и N .

В соответствии с законом электромагнитной индукции э. д. с., наводимая в контуре с числом витков ω ,

$$e = -\omega \frac{d\Phi}{dt} = -\omega \left(\mathbf{Y} \frac{d\mathbf{B}_0}{dt} + \mathbf{B}_0 \frac{d\mathbf{Y}}{dt} \right). \quad (2.4)$$

Очевидно, когда $\mathbf{Y} = \text{const}$, то имеем дело с обычным пассивным преобразованием. Если же $\mathbf{B}_0 = \text{const}$, то преобразование возможно лишь за счет изменения параметра во времени. В первом случае э. д. с. пропорциональна скорости изменения магнитного поля, во втором — скорости изменения параметра.

Уравнение (2.4) позволяет разделить все индукционные преобразователи на пассивные и активные. Второй член этого уравнения можно представить в виде

$$\omega \mathbf{B}_0 \frac{d\mathbf{Y}}{dt} = \omega \mathbf{B}_0 \sum_{i=1}^{n \leq 4} \frac{d\mathbf{Y}}{\partial P_i} \cdot \frac{dP_i}{dt}, \quad (2.5)$$

где $P_i = s^0$, s , μ , N — частный параметр преобразователя. Частные уравнения, отражающие процессы в соответствующих типах активных преобразователей, имеют вид

$$e[s^0(t)] = -\omega B_0 \frac{\partial Y}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \omega s \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)} B_0 \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt}; \quad (2.6)$$

$$e[s(t)] = -\omega B_0 \frac{\partial Y}{\partial s} \frac{ds}{dt} = -\omega \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)} B_0 \cos \alpha \frac{ds}{dt}; \quad (2.7)$$

$$e[\mu(t)] = -\omega B_0 \frac{\partial Y}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dt} = \omega s B_0 \cos \alpha \frac{1 - N}{[1 + N(\mu - 1)]^2} \frac{d\mu}{dt}; \quad (2.8)$$

$$e[N(t)] = -\omega B_0 \frac{\partial Y}{\partial N} \frac{dN}{dt} = -\omega s B_0 \cos \alpha \frac{\mu(\mu - 1)}{[1 + N(\mu - 1)]^2} \frac{dN}{dt}, \quad (2.9)$$

где $\alpha = \hat{B}_0 s^0$.

Уравнение (2.6) можно реализовать в конструкции α -преобразователя, представляющего собой вращающуюся рамку.

Примером s -преобразователя [ему соответствует уравнение (2.7)] может служить преобразователь, состоящий из обмотки, закрепленной на гранях пьезокристалла. При подведении к обкладкам электрического напряжения кристалл деформируется (обратный пьезоэффект), деформируя контур. В результате деформации площадь контура изменяется и в нем возникает э. д. с., пропорциональная индукции внешнего поля.

Примером μ -преобразователя [см. уравнение (2.8)] служит феррозонд [2], в котором изменение магнитной проницаемости вещества сердечника индукционного преобразователя осуществляется в результате наложения вспомогательного магнитного поля.

Наконец, в индукционных N -преобразователях, реализующих зависимость (2.9), коэффициент N может изменяться, например, за счет магнитоупругих свойств вещества (магнитоупругость, термострикция и т. д.).

Все четыре типа активных индукционных преобразователей, очевидно, можно отнести к разряду модуляционных устройств. Модуляция (перенос спектра измеряемого поля в область более высоких частот) осуществляется в этих преобразователях из-за принудительного воздействия на соответствующий частный параметр.

2.2. ПАССИВНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТОКА

Чаще всего пассивный интегральный индукционный преобразователь тока выполняется в виде так называемого пояса Роговского [3] (рис. 2.1, а). Он представляет собой катушку, равномерно намотанную на каркас в виде цилиндра, кольца или тора. Нередко для увеличения чувствительности внутрь катушки помещают замкнутый сердечник из ферромагнитного материала. По

существо такой преобразователь является трансформатором тока и конструктивно отличается от него только тем, что первичной обмоткой трансформатора служит проводник с измеряемым током или поток заряженных частиц.

Эквивалентная схема пассивного индукционного преобразователя тока изображена на рис. 2.1, б. На схеме L и C — индуктивность и межвитковая емкость соответственно; $R = R_{обм} + R_{серд}$,

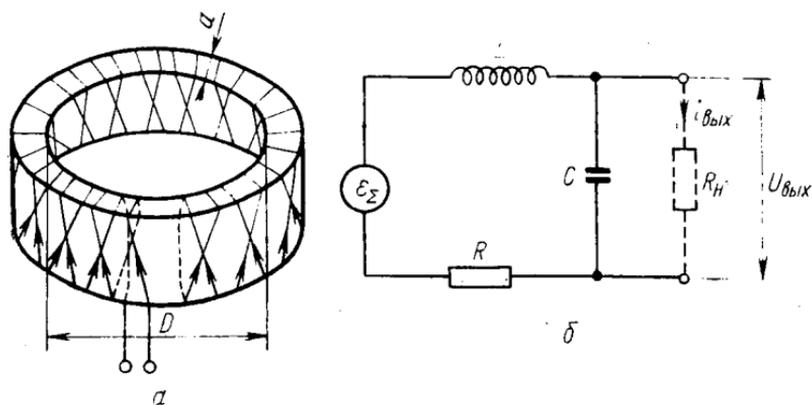


Рис. 2.1. Пассивный индукционный интегральный преобразователь тока (пояс Роговского):

а — конструкция; б — эквивалентная схема.

где $R_{обм}$ — активное сопротивление обмотки; $R_{серд} = R_h + R_f + R_{п}$ — сопротивление, обусловленное потерями в сердечнике на гистерезис R_h , вихревые токи R_f и последствие $R_{п}$. Здесь $R_h = \bar{\delta}_h \omega L H$; $R_f = \bar{\delta}_f \omega L f$; $R_{п} = \bar{\delta}_{п} \omega L$, где $\bar{\delta}_h$, $\bar{\delta}_f$, $\bar{\delta}_{п}$ — коэффициенты потерь соответственно на гистерезис, вихревые токи и последствие. Значения этих коэффициентов обычно приводятся в справочниках [4, 5].

Определим основные соотношения, связывающие выходное значение пассивного интегрального преобразователя с измеряемым током. Для упрощения предположим, что толщина цилиндрического каркаса или ферромагнитного сердечника a , на который намотана однослойная катушка, намного меньше его диаметра D , а толщиной обмотки можно пренебречь по сравнению с остальными геометрическими размерами преобразователя. Предположим также, что отдельные витки обмотки плотно прилегают к ферромагнитному сердечнику (если он имеется). При этих условиях магнитную индукцию B_i в пределах площади s_i любого i -го витка можно считать постоянной. Тогда на основании второго уравнения Максвелла $B_i = -\frac{1}{s_i} \int_t e_i dt$. Если число витков ω катушки достаточно велико, так что $\oint_l B dl \approx \sum_{i=1}^{\omega} B_i \Delta l$

($l = \pi D$; $\Delta l = l/\omega$ — шаг намотки), то при равенстве площадей всех витков, согласно первому уравнению Максвелла,

$$i = \frac{1}{\mu\mu_0} \oint_l B dl = \frac{1}{\mu\mu_0} \sum_{i=1}^{\omega} B_i \Delta l = \frac{\Delta l}{\mu\mu_0 s} \sum_{i=1}^{\omega} \int_t e_i dt.$$

Поменяв порядок суммирования и интегрирования, получим

$$i = \frac{\Delta l}{\mu\mu_0 s} \int_t \sum_{i=1}^{\omega} e_i dt = \frac{\Delta l}{\mu\mu_0 s} \int_t e_{\Sigma} dt,$$

где $e_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{\omega} e_i$, откуда

$$e_{\Sigma} = e_{cp} \omega = \mu_0 \mu s n di'/dt. \quad (2.10)$$

Здесь $e_{cp} = e_{\Sigma}/\omega$ — среднее значение э. д. с., наводимой в одном витке; $n = l/\Delta l = l/\omega$ — плотность намотки.

Из последнего выражения следует, что пассивные индукционные преобразователи можно использовать только для измерения переменных и импульсных токов, при этом в общем случае процесс измерения тока должен сопровождаться операцией интегрирования, которую осуществляют непосредственно внутри самого преобразователя или вне его с помощью интегрирующих усилителей или пассивных интегрирующих цепей.

При измерении токов используют два основных режима работы пассивного индукционного преобразователя (или режимы, близкие к ним): режим холостого хода ($R_{н} \rightarrow \infty$) и режим короткого замыкания ($R_{н} \rightarrow 0$). Рассмотрим каждый из них в отдельности.

Режим холостого хода. В этом режиме выходной величиной преобразователя тока служит напряжение $u_{вых}$, связанное с индуктированной э. д. с. соотношением

$$u_{вых} = F(j\omega) e_{\Sigma}, \quad (2.11)$$

где $F(j\omega)$ — передаточная функция рассматриваемого преобразователя тока. Таким образом, на основании выражений (2.10) и (2.11) имеем

$$u_{вых} = \mu_0 \mu s n F(j\omega) di'/dt.$$

В частном случае, если измеряемый ток изменяется по синусоидальному закону $i = I_m \sin \omega t$,

$$u_{вых} = \mu_0 \mu s n F(j\omega) \omega I_m \cos \omega t,$$

а чувствительность преобразователя тока

$$S_I = \mu_0 \mu s n \omega F(j\omega),$$

т. е. прямо пропорциональна площади витка, плотности намотки и частоте измеряемого тока. Если преобразователь тока содер-

жит сердечник из ферромагнитного материала, то чувствительность пропорциональна также относительной магнитной проницаемости сердечника. Из последнего выражения следует, что для повышения чувствительности пассивного преобразователя тока, работающего в режиме холостого хода, выгодно увеличивать число витков и плотность намотки (при неизменных размерах преобразователя, определяемых очень часто особенностями конструкции). Однако увеличение числа витков и плотности намотки сопровождается увеличением индуктивности L , что приводит, в свою очередь, к уменьшению собственной частоты колебаний преобразователя и сужению его полосы пропускания, а следовательно, и к ухудшению амплитудной и фазовой характеристик в области высоких частот.

Другой способ увеличения чувствительности состоит в повышении магнитной проницаемости сердечника μ . Однако при этом следует помнить, что применение любого сердечника в индукционном пассивном преобразователе тока помимо увеличения чувствительности всегда приводит к довольно значительному росту $R = R_{\text{обм}} + R_{\text{серд}}$ (при измерении высокочастотных и импульсных токов короткой длительности в основном из-за увеличения R_f), а следовательно, и затуханию b . Последнее обстоятельство, так же как и увеличение числа витков, может ухудшать амплитудно- и фазово-частотные характеристики преобразователя в области высоких частот. В качестве сердечников индукционных пассивных преобразователей тока, как правило, используются ферритовые кольца, обладающие сравнительно небольшим коэффициентом $\bar{\delta}_f$.

Рассмотрим теперь передаточную функцию $F(j\omega)$, определяющую амплитудную и фазовую характеристики преобразователя тока, а следовательно, и его способность воспроизводить индуктированную э. д. с. e_{Σ} . Как видно из эквивалентной схемы, изображенной на рис. 2.1, б, пассивный индукционный преобразователь есть колебательное звено второго порядка, передаточная функция которого имеет вид

$$F(j\omega) = \frac{u_{\text{вых}}(j\omega)}{e_{\Sigma}(j\omega)} = \frac{R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}} - \omega^2 R_{\text{н}} LC) + j\omega(L + RR_{\text{н}}C)}.$$

После несложных преобразований получим $F(j\omega) = F(0)/(1 + j2bx - x^2)$, где $F(0) = R_{\text{н}}/(R + R_{\text{н}})$ — значение передаточной функции при $\omega = 0$ (если активное сопротивление преобразователя много меньше сопротивления нагрузки, то $F(0) \approx 1$); $x = \sqrt{F(0)}\omega/\omega_0$; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — собственная частота колебательного звена. Коэффициент, характеризующий затухание,

$$b = \sqrt{F(0)} [1/2R_{\text{н}} \sqrt{L/C} + R/2 \sqrt{C/L}]. \quad (2.12)$$

В режиме холостого хода при $R_{\text{н}} \rightarrow \infty$ $b \approx R/2 \sqrt{C/L}$. Очевидно, что в режиме короткого замыкания, когда $R_{\text{н}} \rightarrow 0$, $b \rightarrow \infty$.

Выражения для амплитудной и фазовой характеристик рассматриваемого преобразователя тока соответственно имеют вид

$$\Phi(x) = |F(x)| = F(0) / \sqrt{(1-x^2)^2 + 4x^2b^2}; \quad (2.13)$$

$$\psi = \arctg\left(\frac{2xb}{1-x^2}\right). \quad (2.14)$$

Амплитудная и фазовая характеристики пассивного преобразователя определяют его рабочий частотный диапазон и играют решающую роль, когда преобразователь используется для измерения импульсных токов широкого спектра частот. Для того чтобы импульс выходного напряжения возможно лучше соответствовал импульсу наведенной э. д. с., необходимо по возможности снизить амплитудные и фазовые погрешности, возникающие при прохождении отдельных гармонических составляющих импульса через измерительный преобразователь. Исходя из этого, можно сформулировать требования к амплитудной и фазовой характеристикам преобразователя: а) амплитудная характеристика в рабочем диапазоне частот наилучшим образом должна соответствовать прямой линии, параллельной оси x , б) фазовая характеристика должна быть возможно ближе к прямой линии, совпадающей с осью x или наклонной к оси x . При этом условии фазового сдвига вообще не будет или он будет линейно зависеть от частоты, и время распространения фазы (ψ/ω) для любой гармоники станет одинаковым.

Точно выполнить перечисленные требования на практике невозможно. Поэтому следует найти оптимальные амплитудные и фазовые характеристики, которым соответствуют оптимальные значения коэффициента затухания b [6]. На рис. 2.2 показаны амплитудные и фазовые характеристики индукционного преобразователя тока, соответствующие различным значениям b . Очевидно, что наилучшая форма амплитудной характеристики будет соответствовать случаю, когда

$$\Phi(x_{\text{макс}})/\Phi(0) = 1. \quad (2.15)$$

Продифференцировав и приравняв к нулю выражение (2.13), находим $x_{\text{макс}} = 1/\sqrt{1-2b^2}$. Подставив его в формулу (2.15), получим

$$[\Phi(x_{\text{макс}})]/\Phi(0) = 1/(2b\sqrt{1-b^2}).$$

Приравняв найденное равенство к единице, определяем

$$b'_{\text{опт}} = 1/\sqrt{2} = 0,707.$$

Как видно из формулы (2.14) и рис. 2.2, б, наименьшая фазовая погрешность соответствует $b=0$, так как в данном случае характеристика на участке от 0 до $x=x_{\text{макс}}$ совпадает с осью x (т. е. фазовый сдвиг на любой частоте равен нулю). Однако при этом амплитудная характеристика имеет наибольший выброс

(см. рис. 2.2, а), что приводит к значительным амплитудным погрешностям. Учитывая сказанное, можно найти такое $b = b''_{\text{опт}}$, при котором фазовая характеристика ближе всего совпадает с

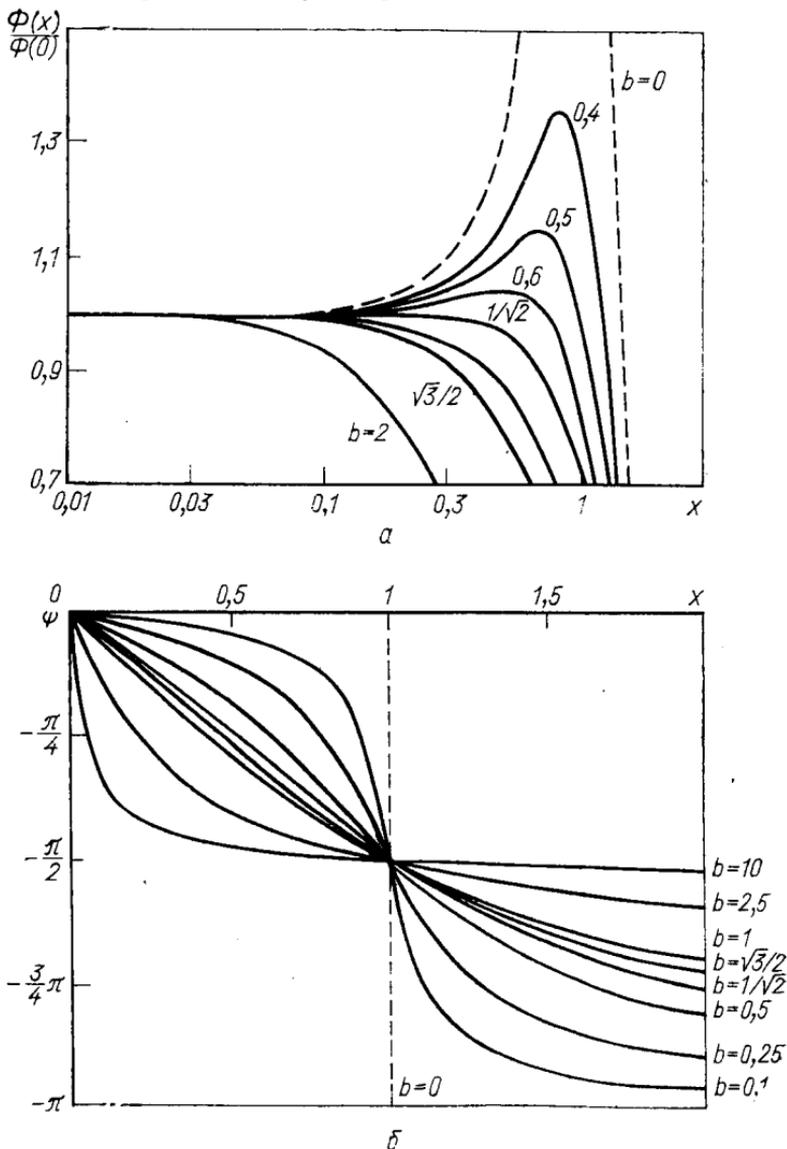


Рис. 2.2. Частотные характеристики индукционного преобразователя тока:
а — амплитудные; б — фазовые.

прямой, наклонной к оси x . Очевидно, это будет в том случае, если высшие производные $\psi''(x)$, $\psi'''(x)$ и т. д. обращаются в нуль или близки к нулю при любом значении x .

Как показано в работе [6], $b_{\text{опт}}'' = \sqrt{3}/2 \approx 0,866$. Следует отметить, что при $b = b_{\text{опт}}''$ амплитудная характеристика пассивного индукционного преобразователя тока также незначительно отличается от оптимальной. Значения $b_{\text{опт}}'$ и $b_{\text{опт}}''$ мало отличаются друг от друга. Поэтому коэффициент затухания практически можно выбрать в пределах от 0,707 до 0,866.

Режим короткого замыкания. В режиме короткого замыкания выходной величиной преобразователя является ток $i_{\text{вых}}$, связанный с наведенной э. д. с. e_{Σ} соотношением:

$$e_{\Sigma} = L di_{\text{вых}}/dt + i_{\text{вых}}R. \quad (2.16)$$

Если $L di_{\text{вых}}/dt \gg i_{\text{вых}}R$ (т. е. $\omega L \gg R$), то, приравняв правые части уравнений (2.10) и (2.16), получим $i_{\text{вых}} = (\mu_0 s n) i/L$.

Индуктивность преобразователя в виде пояса Роговского $L \approx \mu_0 \omega^2 s/l$. С учетом этого уравнение, связывающее измеряемый и выходной токи преобразователя, приобретает вид:

$$i_{\text{вых}} = i/\omega \text{ или } i_{\text{вых}} = i/nl.$$

Чувствительность

$$S_I = 1/\omega \text{ или } S_I = 1/(nl).$$

Из последних выражений видно, что в режиме короткого замыкания выходная величина преобразователя всегда прямо пропорциональна измеряемому току (т. е. процесс интегрирования происходит внутри самого преобразователя). Кроме того, в отличие от режима холостого хода чувствительность преобразователя тока обратно пропорциональна числу витков или плотности намотки. Исходя из этого очевидно, что для увеличения чувствительности необходимо уменьшать число витков ω и плотность намотки n . Однако следует помнить, что с уменьшением числа витков индуктивность L уменьшается пропорционально ω^2 , а сопротивление $R_{\text{обм}}$ пропорционально ω . При некотором $\omega < \omega_{\text{мин}}$ условие $\omega L \gg R$ становится невыполнимым. Следовательно, необходимо выбирать число витков преобразователя не менее такого, при котором выполняется заданное соотношение $\omega L/R = N$.

Определим, например, минимальное число витков $\omega_{\text{мин}}$ при заданном отношении N для индукционного преобразователя тока в виде пояса Роговского, не содержащего сердечника из ферромагнитного материала. Для этого выразим через соотношение геометрических размеров, показанных на рис. 2.3, сопротивление обмотки $R_{\text{обм}}$ и индуктивность L . Как показано в работе [7], $R_{\text{обм}}$ и L для катушек, намотанных на каркасы круглого и прямоугольного сечений, соответственно имеют вид

$$R_{\text{обм}\bigcirc} = \frac{\rho}{d^2} \omega (r_0 - r_1); \quad (2.17)$$

$$R_{\text{обм}\square} = \frac{16\rho}{\pi d^2} \omega (h \cdot r_0 - r_1); \quad (2.18)$$

$$L_0 = \mu_0 \omega^2 r_0 \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{r_0 - r_1}{r_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}; \quad (2.19)$$

$$L_{\square} = \mu_0 \omega^2 h \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{2r_0 - r_1}{r_1} \right). \quad (2.20)$$

Умножив (2.19) и (2.20) на ω и поделив полученные произведения соответственно на (2.17) и (2.18), найдем отношение N для

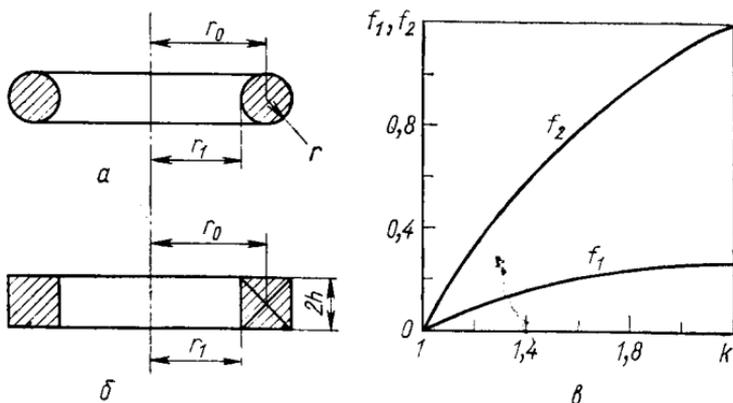


Рис. 2.3. Каркасы катушек круглого (а) и прямоугольного (б) сечений; в — графики функций $f_1(k)$ и $f_2(k)$.

катушек, намотанных на каркасы круглого, и прямоугольного сечений:

$$\frac{\omega L_0}{R_0} = N = \frac{\mu_0 d^2 \omega \omega}{8\rho} f_1(k); \quad (2.21)$$

$$\frac{\omega L_{\square}}{R_{\square}} = N \frac{\mu_0 d^2 \omega \omega}{16\rho} \frac{\gamma}{1 + \gamma} f_2 k, \quad (2.22)$$

где

$$f_1(k) = [k - (2k - 1)^{1/2}] / (k - 1);$$

$$f_2(k) = \ln(2k - 1); \quad k = r_0/r_1.$$

Из уравнений (2.21) и (2.22) находим ω_{\min} для катушки, намотанной на каркас круглого сечения:

$$\omega_{\min} = \frac{8\rho N}{\mu_0 d^2 \omega} \cdot \frac{1}{f_1(k)}$$

и для катушки, намотанной на каркас прямоугольного сечения:

$$\omega_{\min} = \frac{16\rho N}{\mu_0 d \omega} \cdot \frac{1 + \gamma}{\gamma} \cdot \frac{1}{f_2(k)}.$$

Воспользовавшись графиками функций $f_1(k)$ и $f_2(k)$, приведенными на рис. 2.3, в, рассчитаем для примера ω_{\min} для пассивного индукционного преобразователя тока (пояса Роговско-

го), работающего в режиме короткого замыкания, при условии, что отношение N не менее 100 на частоте 1 МГц. Пусть преобразователь выполнен в виде катушки, намотанной на каркас круглого сечения с отношением $k=1,5$ медным проводом диаметром 0,5 мм. Тогда

$$\omega_{\text{мин}} = \frac{8\rho N}{\mu_0 d^2 \omega} \cdot \frac{1}{f_1(k)} = \frac{8 \cdot 0,0175 \cdot 10^{-6} \cdot 100}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 0,25 \cdot 10^{-6} \cdot 2\pi \cdot 10^6} \times \\ \times \frac{1}{0,18} = 40 \text{ витков.}$$

С уменьшением частоты ω , диаметра провода d и отношения k число витков $\omega_{\text{мин}}$ значительно возрастает, что снижает чувствительность преобразователя. Поэтому на сравнительно низких частотах, так же как и при работе преобразователя в режиме холостого хода, целесообразно катушку наматывать на сердечник из ферромагнитного материала, позволяющий увеличить индуктивность преобразователя примерно в μ раз. Однако при расчете $\omega_{\text{мин}}$ следует помнить, что введение сердечника обуславливает наряду с увеличением индуктивности также увеличение активного сопротивления R (в основном из-за гистерезиса и вихревых токов), так что уменьшение $\omega_{\text{мин}}$ и, следовательно, увеличение S_I происходит не в μ раз, а значительно меньше.

Конструкция пассивных индукционных преобразователей тока весьма разнообразна. Как уже было отмечено в начале данного раздела, наиболее часто такие преобразователи выполняются в виде пояса Роговского, представляющего собой катушку, равномерно намотанную на каркас в виде кольца или тора. Если каркас изготавливается из гибкого материала, то для увеличения чувствительности катушку можно несколько раз обернуть вокруг проводника с измеряемым током. Если же каркас жесткий, то внутрь него можно поместить сердечник из ферромагнитного материала.

Схема намотки пояса Роговского хорошо видна на рис. 2.1, а. При таком способе намотки удастся избежать дополнительной аддитивной погрешности, возникающей в результате индуктирования паразитной э. д. с. в витке, образованном самим поясом Роговского. Из этих же соображений число слоев обмотки выбирается четным.

Иногда равномерное распределение обмотки вдоль периметра преобразователя тока невозможно по соображениям, связанным с конструктивными особенностями и применением преобразователя. Если индукционный преобразователь выполнен в виде токоизмерительных клещей, предназначенных для измерения тока в проводах и шинах, то обмотку обычно наматывают на сердечник из ферромагнитного материала. Если такой сердечник замкнут, то выходная величина преобразователя тока

практически не зависит от положения проводника с током относительно преобразователя (см. разд. 2.5).

Иногда индукционные пассивные преобразователи тока изготавливают в виде катушек, намотанных на разомкнутые сердечники. В основном это делают, когда по некоторым соображениям невозможно охватить проводник или шину с измеряемым током замкнутым преобразователем. Например, при измерении переменных токов в высоковольтных линиях электропередачи чаще всего индукционные преобразователи изготавливаются в виде катушки (или катушек), намотанной на подковообразные сердечники, и устанавливаются в определенном фиксированном положении по отношению к проводу с измеряемым током.

Индукционные преобразователи тока в виде катушек, намотанных на подковообразные сердечники, в отличие, например, от пояса Роговского, представляющего собой интегрирующий контур, составленный из ряда последовательно включенных магнитометрических преобразователей (нечетных), образованных отдельными витками, оказываются подверженными влиянию внешних магнитных полей. Для уменьшения этого влияния обычно на подковообразный сердечник наматывают две одинаковые обмотки ω_1 и ω_2 , включенные встречно, и устанавливают преобразователь по отношению к проводнику с измеряемым током так, как это показано на рис. 2.4, а [8]. В данном случае значение выходной величины преобразователя зависит от протекающего тока i , расстояния между проводом и преобразователем l и угла φ . Зависимость $u_{\text{вых}} = f(\varphi)$ при $l = \text{const}$ показана на рис. 2.4, б. Преобразователь, измеряющий ток в проводе фазы A , располагают по отношению к этому проводу под углом $\varphi_A = 0$, а по отношению проводов фаз B и C — под углами φ_B и φ_C . При этом напряжение помехи, обусловленное влиянием токов соседних проводов, значительно меньше, так как пропорциональный току, протекающему в проводе фазы A , магнитный поток пронизывает обе катушки в различных направлениях, наводя в них одинаковые по значению и складывающиеся э. д. с. Относительно проводов с мешающими токами преобразователь расположен так, что магнитный поток, пропорциональный мешающему току, пронизывает обе катушки в одном направлении, наводя в них близкие по значению и противоположные по направлению (взаимно вычитающиеся) э. д. с. Благодаря этому при определенных соотношениях геометрических размеров l и D помехозащищенность такого преобразователя довольно велика.

В работе [9] предлагается для дальнейшего повышения помехозащищенности подковообразных индукционных преобразователей тока снабжать их дополнительно двумя компенсационными обмотками ω_3 и ω_4 , установленными так, как показано на рис. 2.5, и замкнутыми друг на друга. Полярность этих об-

моток противоположна полярности основных обмоток. При такой конструкции преобразователя источники э. д. с., наводи-

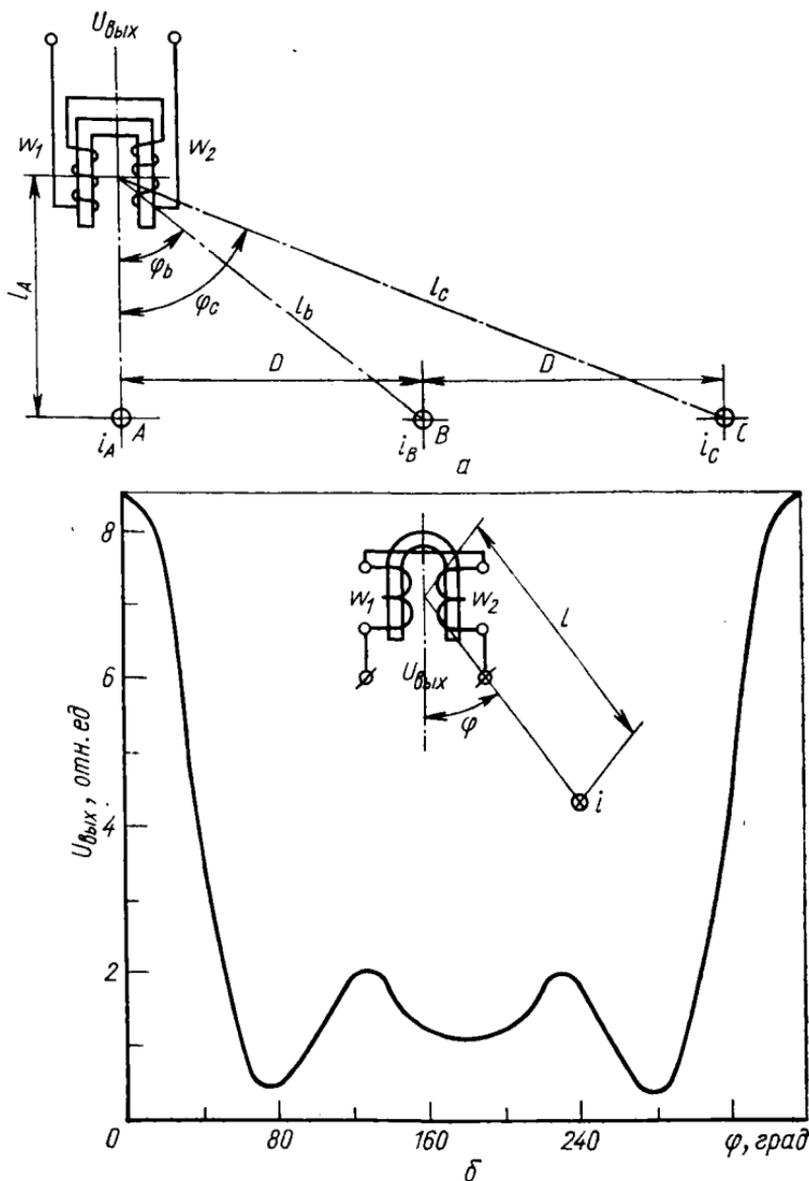


Рис. 2.4. К измерению тока с помощью подковообразных индукционных преобразователей:

a — расположение преобразователя относительно трехфазной линии электропередачи; *б* — график функции.

мых в обмотках ψ_3 и ψ_4 магнитным потоком, создаваемым измеряемым током (фаза *A*), включены встречно и не влияют на работу преобразователя. С другой стороны, источники э. д. с.,

наводимые полем, создаваемым мешающими токами (фазы B и C), включены согласно и возбуждают в обмотках w_3 и w_4 ток, направленный в такую сторону, что его магнитный поток наводит в основных обмотках w_1 и w_2 э. д. с., компенсирующую напряжение помех.

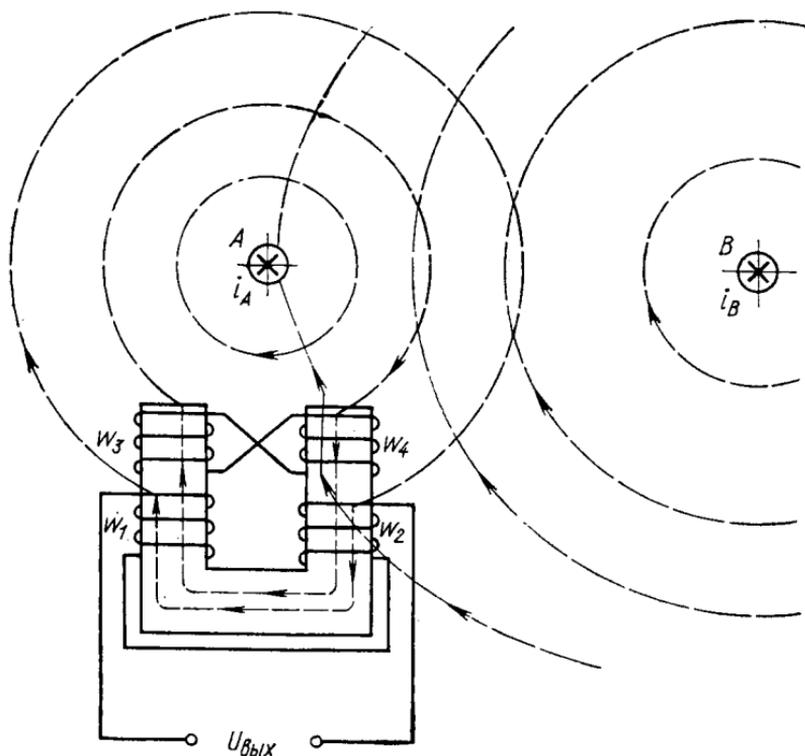


Рис. 25. Подковообразный индукционный преобразователь тока с компенсационными обмотками.

2.3. ПАСИВНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ И ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Изложенная теория пассивных индукционных преобразователей тока справедлива лишь в известных пределах, т. е. когда период измеряемых токов много больше собственного времени преобразователя τ_n , под которым подразумевается время распространения электрического сигнала вдоль периметра преобразователя. При измерении импульсных токов с частотой в сотни мегагерц указанное условие может не соблюдаться, что приводит к амплитудным и фазовым искажениям выходной величины преобразователя. Как показано в работах [10, 11], в этом случае индукционный преобразователь тока, выполненный

в виде пояса Роговского, целесообразно рассматривать как длинную линию с распределенными параметрами L и C на единицу длины обмотки преобразователя, для которого $\tau_{\text{п}} = \sqrt{LC} = lT$, где l — длина периметра преобразователя. Иногда также можно считать, что $\tau_{\text{п}} = \sqrt{\epsilon \mu l_{\text{пр}} / c_0}$, где $l_{\text{пр}}$ — полная длина провода обмотки; ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная

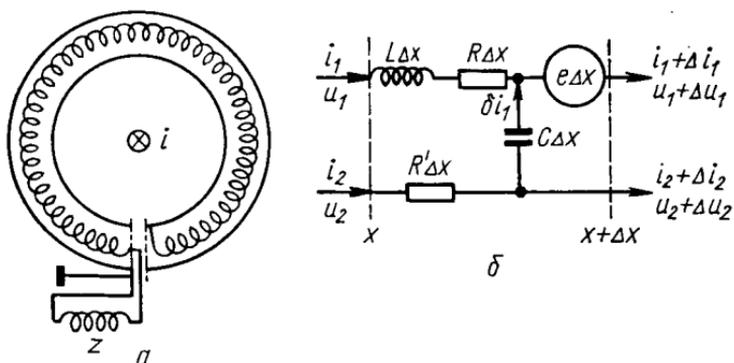


Рис. 2.6. Индукционный интегральный преобразователь тока (пояс Роговского) в разомкнутом экране, выполняющем роль обратного провода (а), и его эквивалентная схема (б).

проницаемости каркаса и сердечника соответственно; c_0 — скорость света. Емкость C может представлять собой, например, распределенную емкость между обмоткой и ионопроводом, в котором осуществляется ток переноса, или емкость между обмоткой и электрическим экраном, в котором располагается преобразователь для защиты его от электромагнитного поля помехи.

На рис. 2.6, а изображена одна из наиболее часто используемых конструкций пояса Роговского (без ферромагнитного сердечника), в которой нагрузочное сопротивление включено между выводом обмотки и одним из концов разомкнутого экрана, выполняющего роль обратного провода. Другие концы обмотки и экрана соединены друг с другом. Чтобы стенки экрана не образовывали вокруг катушки короткозамкнутого витка, по всей длине экрана имеется другой воздушный зазор. Достоинство такого способа соединения обмотки и экрана — независимость полезного выходного сигнала от электромагнитного поля помехи, имеющего составляющую вектора \mathbf{B}_0 , перпендикулярную к плоскости катушки, так как обмотка катушки и экран представляют собой два встречно включенных одиночных витка с одинаковым средним радиусом.

Рассмотрим частотную характеристику такого преобразователя тока. Эквивалентная схема для участка преобразователя Δx показана на рис. 2.6, б. На схеме x — координата вдоль пе-

риметра обмотки; $u_1(x)$ и $u_2(x)$ — потенциалы обмотки и экрана относительно Земли в точке x ; R и R' — сопротивления на единицу длины обмотки и экрана соответственно; L и C — индуктивность и емкость между обмоткой и экраном на единицу длины обмотки преобразователя соответственно; $e(x)$ — э. д. с., наводимая на единице длины обмотки.

Для определения выходного напряжения $u_{\text{вых}}$ на нагрузочном сопротивлении z составим в соответствии с рис. 2.6, б следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial x} &= -L \frac{\partial i_1}{\partial t} - i_1 R + e; \\ \frac{\partial u_2}{\partial x} &= -i_2 R'; \\ \frac{\partial i_1}{\partial x} &= C \frac{\partial}{\partial t} [u_1 - u_2]; \\ \Delta i_1 - \Delta i_2 &= 0 \text{ или } i_1 + i_2 = i_3(t), \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

где $i_3(t)$ — функция времени, представляющая собой ток в экране. Полагая $u_1(x) - u_2(x) = u(x)$, запишем для выражения (2.23) следующие граничные условия:

при $x=0$ $u_2(0) = 0$, $u_{\text{вых}} = u(0) = i_1(0)z$;

при $x=l$ $i_1 = i_2$, $u(l) = 0$.

Для решения системы уравнений (2.23) относительно $u_{\text{вых}} = f(t)$ воспользуемся преобразованием Лапласа, согласно которому функцию $f(t)$ можно найти по ее изображению

$$\bar{f}(p), \text{ где } \bar{f}(p) = \int_0^{\infty} \exp(-pt) f(t) dt.$$

Таким образом, система уравнений (2.23) примет вид

$$\left. \begin{aligned} d\bar{u}_1/dx &= -(pL + R)\bar{i}_1 + \bar{e}; \\ d\bar{u}_2/dx &= -\bar{i}_2 R'; \\ d\bar{i}_1/dx &= -pC(\bar{u}_1 - \bar{u}_2); \\ \bar{i}_2 &= \bar{i}_3 - \bar{i}_1. \end{aligned} \right\}$$

Решение системы следующее [10]:

$$\bar{u}_{\text{вых}} = \bar{i}_1(0) \frac{z/z_0 \int_0^l \bar{e}(\xi) \operatorname{ch} \gamma(l - \xi) d\xi}{\operatorname{sh} \gamma l + z/z_0 \operatorname{ch} \gamma l}, \quad (2.24)$$

где $\gamma = \sqrt{pC(pL + R + R')}$; $z_0 = \sqrt{(pL + R + R')/pC}$;

ξ — переменная интегрирования, полученная при использовании метода замены переменных, изложенного в работах [12, 13].

Нетрудно видеть, что при $\gamma l \ll 1$, соответствующей длительности измеряемого импульса тока $t_{II} \gg \tau_{II}$, $\operatorname{ch} \gamma l \approx 1$; $\operatorname{sh} \gamma l \approx \gamma l$ и уравнение (2.24) принимает вид

$$\bar{u}_{\text{вых}} = \frac{z \int_0^l \bar{e} d\xi}{l(pL + R + R') + z'}$$

т. е. преобразователь тока (как и в предыдущем параграфе) можно рассматривать как сосредоточенный источник э. д. с., включенный последовательно с полным сопротивлением $l(pL + R + R')$ и сопротивлением нагрузки z . Выходное напряжение преобразователя не зависит от положения измеряемого тока, и если z кратно $l(pL + R + R')$, то без искажения определяется только измеряемым током.

В общем случае $u_{\text{вых}}$ зависит от τ_{II} , однако, как увидим дальше, иногда это обстоятельство не обязательно ограничивает минимальную длительность измеряемых импульсов тока. Если направление тока совпадает с геометрической осью преобразователя, то э. д. с. \bar{e} можно рассматривать постоянной (вдоль периметра преобразователя), и уравнение (2.24) принимает вид

$$\bar{u}_{\text{вых}} = \frac{z\bar{e}/(pL + R + R')}{1 + z/z_0 [1 + \exp(2\gamma l)]/[1 - \exp(-2\gamma l)]}. \quad (2.25)$$

При $pL > R + R'$ уравнение (2.25) можно записать в виде

$$\bar{u}_{\text{вых}} = \frac{z\bar{e}/pl}{1 + \frac{z}{z_0} [1 + \exp(2pTl)]/[1 - \exp(-2pTl)]}, \quad (2.26)$$

где $T = \sqrt{LC}$. Так как $L = \mu_0 n^2 sl$, то из выражения (2.10) следует, что $\bar{e} = -(L/nl)pi$. На рис. 2.7 показан оригинал функции $u_{\text{вых}}(t)$, найденный по ее изображению (2.26) для различных значений нагрузки z и при постоянном $\partial i/\partial t = K$, ($pi = K$). Из рисунка видно, что при $z \ll z_0$ (этот режим, близкий к режиму короткого замыкания, принято называть аperiодическим) частотная характеристика наилучшая, она ограничена собственным временем преобразователя τ_{II} . Получаемое при этом из (2.25) выражение

$$\bar{u}_{\text{вых}} = z\bar{e}/(pL + R + R')$$

справедливо не только при $z \ll z_0$ для длительности измеряемого тока $t \ll \tau_{II}$, но и при $z \ll l(pL + R + R')$ для $t > \tau_{II}$. Таким образом, для получения линейной зависимости $u_{\text{вых}} = f(t)$ при $\partial i/\partial t = \text{const}$ в широком диапазоне изменения t в этом режиме следует выбирать нагрузку z с индуктивностью L_{II} и активным

сопротивлением R_{Π} , чтобы выполнялось условие $\frac{L_{\Pi}}{iL} = \frac{R_{\Pi}}{i(R+R')} \ll$

$\ll 1$. При работе преобразователя в режиме $z=z_0$ (на согласованную нагрузку) выходное напряжение $u_{\text{вых}}$, как правило, интегрируется для определения формы измеряемого импульса тока. При этом фронт полученного импульса равен примерно $2\tau_{\Pi}$.

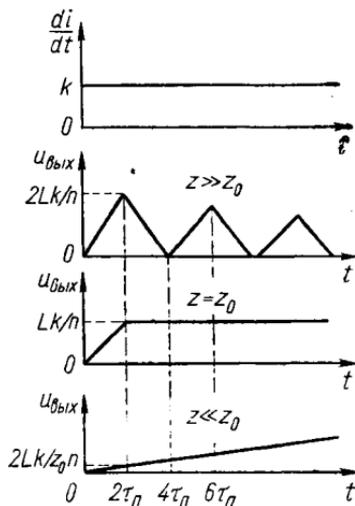


Рис. 2.7. Графики зависимости $di/dt=f(t)$ и $u_{\text{вых}}=f(t)$ при различных значениях z/z_0 (LK/n — значение $u_{\text{вых}}$ при $t \gg \tau_{\Pi}$).

В литературе рассмотрены некоторые практические конструкции индукционных преобразователей импульсных токов, аналогичные приведенному выше. Например, в работе [14] описан индукционный преобразователь, предназначенный для измерения больших импульсных пучков заряженных частиц в электронном ускорителе. Преобразователь выполнен в виде спирали из медной проволоки со средним диаметром витка 3,3 мм и шагом намотки 7 мм, помещенной в трубу с внутренним диаметром 3,7 мм и наружным 6,4 мм. Интегрирование выходного сигнала происходит на малоиндуктивном резисторе с сопротивлением 0,1 ом, изготовленном из нержавеющей стали толщиной 0,0125 мм.

Время нарастания сигнала при измерении контрольного прямоугольного импульса тока примерно две наносекунды, что сравнимо с собственным временем τ_{Π} . Чувствительность преобразователя при его диаметре 10 см 360 мкв/а. В работе [11] описан подобный преобразователь с чувствительностью 1 мв/а.

Из рис. 2.7 видно также, что при измерении импульсов тока малой длительности ($t < \tau_{\Pi}$) можно использовать преобразователь и в режиме холостого хода (при $pL > R+R'$ его часто называют колебательным), что позволяет получить максимальную чувствительность. Однако при этом трудно избежать отраженных импульсов. Тем не менее в некоторых случаях при измерении главным образом амплитуды импульса тока (без наблюдения его формы) колебательный режим можно с успехом использовать. Например, в работе [15] описан индукционный преобразователь, предназначенный для измерения коротких импульсов тока переноса, в котором в результате применения контура ударного возбуждения достигнута чувствительность 120 в/а. Конструктивно преобразователь представляет собой катушку, имеющую 130 витков (диаметр провода 0,55 мм), намотанную на кольцо из феррита марки Ф1000. Внешний и внутренний диаметры кольца соответственно 55 и 33 мм. Нагру-

кой преобразователя служит входное сопротивление катодного повторителя $R_{\text{н}}=10^6$ ом и емкость $C_{\text{н}}$. Режим ударного контура осуществляется при соотношении $\tau_{\text{ф}} \ll 2\pi\sqrt{2LC_{\text{н}}} \ll 2R_{\text{н}}C_{\text{н}}$, где $\tau_{\text{ф}}$ — длительность фронта измеряемого импульса тока; L — индуктивность обмотки. Длительность импульса $t_{\text{н}}=3 \cdot 10^{-6}$ сек; частота $f=400$ гц и длительность фронта измеряемого импульсного тока $\tau_{\text{ф}}=0,2 \cdot 10^{-6}$ сек. Порог чувствительности равен 10^{-8} а.

При измерении синусоидальных высокочастотных токов, когда э. д. с., наводимая в i -м витке, $e=e_{mi} \cos \omega t$, выходное напряжение преобразователя с учетом времени распространения сигнала при работе на согласованную нагрузку можно определить из следующего выражения:

$$u_{\text{вых}}(t) = 0,5 \int_0^t n dx e_{mi} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) = \\ = 0,5 n e_{mi} l \frac{1}{c} \sqrt{2(1 - \cos \varphi)} \cos(\omega t + \psi), \quad (2.27)$$

где $\psi = \text{arctg}(1 - \cos \varphi) / \sin \varphi$; $\varphi = \omega l / c$; $c = c_0 / \sqrt{\epsilon \mu}$; c_0 — скорость света. Из (2.27), задавшись допустимым значением сдвига фазы, можно определить значение φ , соответствующее верхней границе полосы пропускания. Например, если допустимый сдвиг фазы более 1 рад, то верхнюю границу можно определить из условия $\varphi \approx 2$. Для преобразователя с $\tau_{\text{н}} = 10$ нсек $f_{\text{макс}} = 30$ Мгц, а изменение сигнала на этой частоте составит около 15%.

2.4. АКТИВНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТОКА

Из всех перечисленных в разд. 2.1 возможных типов активных индукционных преобразователей наиболее часто на практике применяются для бесконтактного измерения токов преобразователи μ -типа, в которых преобразование входной величины осуществляется в результате воздействия со стороны дополнительного источника энергии на магнитные свойства сердечника. Рассмотрим их более подробно.

По помехозащищенности μ -преобразователи тока целесообразно разделить на нечетногармонические и четногармонические [47]. К нечетногармоническим относятся такие преобразователи, частота выходного сигнала которых равна частоте нечетной гармоники (обычно первой) электрического сигнала источника энергии, воздействующего на магнитные свойства сердечника. У четногармонических преобразователей частота выходного сигнала равна частоте четной гармоники (чаще всего второй) электрического сигнала упомянутого источника энергии.

Нечетногармонические преобразователи. Одним из примеров нечетногармонического μ -преобразователя служит магнитный усилитель, в котором роль обмотки управления выполняет проводник с измеряемым током или пучок заряженных частиц. Существенный недостаток такого преобразователя — сильная зависимость чувствительности от напряжения питания, что требует его жесткой стабилизации. Поэтому эти преобразователи широкого применения не нашли. Значительно чаще применяются так называемые трансформаторы постоянного тока (ТПТ). В отличие от магнитного усилителя сердечник ТПТ в процессе работы периодически находится лишь в одном из двух крайних состояний — насыщенном или ненасыщенном, что обеспечивает (как увидим дальше) независимость его чувствительности от напряжения питания.

На рис. 2.8, *а* приведена принципиальная схема однофазного ТПТ, состоящего из двух идентичных сердечников с обмотками и выпрямительного моста. Обмотки ω соединены последовательно с источником вспомогательного напряжения u и встречно по отношению к э. д. с., обусловленной воздействием магнитного поля измеряемого тока I . Допустим, что индуктивность рассеяния и активность сопротивления r выходной цепи преобразователя, включающие сопротивления обмоток r' и нагрузки r_n , равны нулю, а кривая намагничивания сердечников имеет идеальную прямоугольную форму, т. е. такую, у которой ширина петли гистерезиса бесконечно мала, а угол наклона при $H=0$ бесконечно мало отличается от 90° (рис. 2.8, *б*). Тогда при отсутствии тока в обмотке напряженность магнитного поля H_0 , создаваемая измеряемым током I ($H_0=I/l$, где l — средняя длина магнитной силовой линии сердечника), насытит оба сердечника и индуктивные сопротивления обмоток будут бесконечно малы по сравнению с их сопротивлением при $H=0$. Таким образом, при вспомогательном переменном напряжении u , отличном от нуля, в обмотке возникнет ток $i_{\text{вых}}$, создающий дополнительный магнитный поток, направленный согласно первоначальному потоку в одном из сердечников и встречно — в другом.

В результате этого сопротивление обмотки первого сердечника для переменного тока по-прежнему остается очень малым, а сопротивление обмотки второго сердечника при выполнении равенства $I_{\text{вых}}\omega=I$ и при выходе сердечника из состояния насыщения резко увеличивается и ограничивает тем самым ток $i_{\text{вых}}$, который в течение всего полупериода остается неизменным независимо от напряжения u . В следующий полупериод обмотки меняются ролями. Таким образом, выходной ток, протекающий в обмотке, имеет прямоугольную форму (см. рис. 2.8, *б*), а ток в диагонали моста $I_{\text{вых}}=I/\omega$, т. е. чувствительность такого идеального преобразователя, определяемая как отношение выходного тока к измеряемому, $S_I=I_{\text{вых}}/I=1/\omega$.

В реальных ТПТ приведенное соотношение между выходным и измеряемым токами ($I_{\text{вых}}\omega = I$) выполняется приближенно. Это объясняется прежде всего тем, что происходят потери мощности в сердечниках на гистерезис, а также тем, что

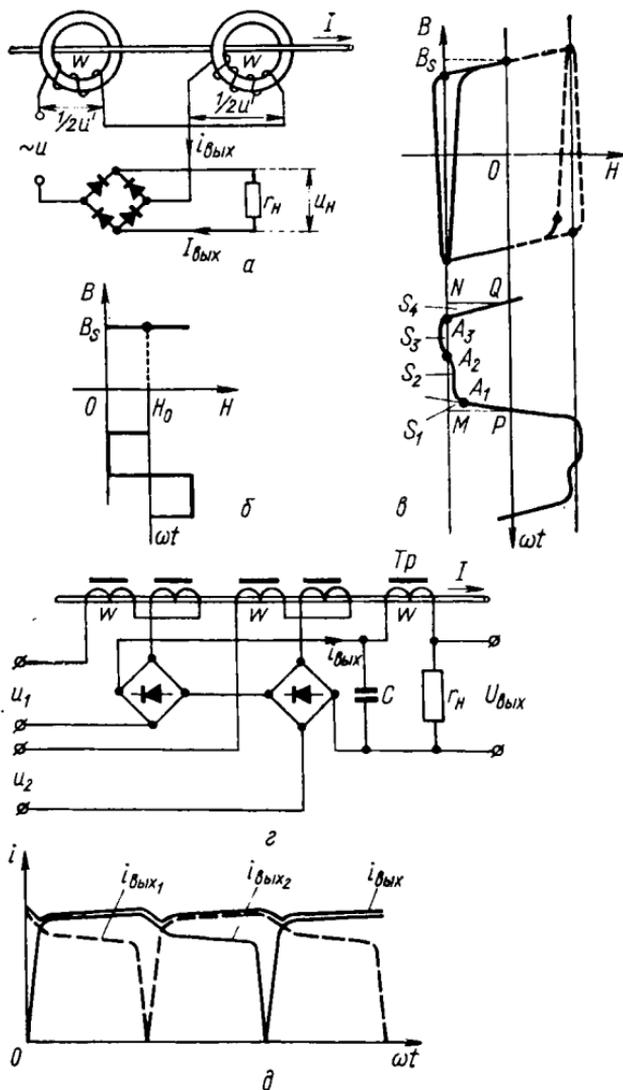


Рис. 28. Принцип действия трансформаторов постоянного тока (ТПТ):

a — схема однофазного ТПТ; *б* — график изменения магнитной индукции в идеальном сердечнике ТПТ; *в* — то же, в реальном сердечнике; *з* — схема двухфазного ТПТ; *д* — графики функций $i_{\text{вых}} = f(t)$ для однофазного и двухфазного ТПТ.

активное сопротивление выходной цепи и индуктивность обмоток при насыщении сердечников не равны нулю. Отношение $(I_{\text{вых}}\omega - I)/I = \delta$ увеличивается с уменьшением измеряемого

тока I вследствие наличия нулевого сигнала* (часто называемого по аналогии с трансформаторами переменного тока током холостого хода). Нулевой сигнал ТПТ, зависящий от ширины петли гистерезиса используемых сердечников, может быть (если он не скомпенсирован тем или иным способом) источником основной и дополнительной аддитивной погрешностей ТПТ.

При наличии измеряемого тока I сердечники перемагничиваются по частному несимметричному циклу, изображенному на рис. 2.8, в сплошной линией для одного из сердечников и пунктирной для другого. Отношение $\delta = (I_{\text{вых}}\omega - I)/I$ можно определить как отношение площадей $\delta = \Delta s/s = (s - s')/s$. Здесь s — площадь прямоугольника $PMNQ$; s' — площадь, ограниченная кривой $PA_1A_2A_3Q$; $\Delta s = s_1 + s_2 - s_3 + s_4$ (см. рис. 2.8, в), где $s_1 + s_2$ определяется наклоном горизонтального участка кривой намагничивания, а $(-s_3 + s_4)$ зависит от ширины петли частного гистерезисного цикла: чем меньше ширина петли, тем меньше s_3 и s_4 (и ток холостого хода). В связи с этим для снижения аддитивной погрешности иногда целесообразно использовать магнитомягкие материалы с высокой магнитной проницаемостью (пермаллой 79НМА, 80 НХС и др.).

Рассмотрим теперь условия правильного выбора режима работы ТПТ, при котором выполняется равенство $I = I_{\text{вых}}\omega$, что возможно лишь в том случае, если вспомогательное напряжение u и сопротивление выходной цепи преобразователя r не превышают некоторых максимальных значений.

Действительно, выходной ток $I_{\text{вых}}$ не зависит от u при выполнении условия $B_m < B_s$, где B_m — амплитуда переменной индукции; B_s — значение индукции насыщения сердечников. Если это условие не выполняется, то в момент, когда B_m станет равным B_s , происходит новое насыщение сердечника (уже в другом колене кривой намагничивания), индуктивное сопротивление обмоток падает и ток $I_{\text{вых}}$ резко возрастает, ограничиваясь в реальных условиях активным и малым индуктивным сопротивлениями выходной цепи ТПТ. Поэтому условие $B_m < B_s$ — одно из основных при расчете ТПТ, в соответствии с которым амплитуда вспомогательного напряжения u выбирается так, чтобы $B_m \approx (0,7 + 0,9)B_s$.

Напряжение, приложенное к обмоткам преобразователя u' , можно представить как разность $u' = u - u_H = u - i_{\text{вых}}r_H$. Таким образом, кривая $u'(t)$, являясь разностью синусоидального и прямоугольного напряжений, несинусоидальна, ее форма зависит от соотношения мгновенных значений и от сдвига фаз φ между u и $i_{\text{вых}}$. При $\varphi > \varphi_{\text{макс}}$ переменный ток в обмотках в соответствии с зависимостью $u'(t)$ обращается в нуль не только в начале и в конце полупериода, но и внутри него. В этот момент

* Под нулевым сигналом в данном случае понимают ток в выходной цепи ТПТ при отсутствии измеряемого тока.

времени ток выходной цепи ТПТ меньше I/ω , что также приводит к значительным погрешностям измерения.

Значение $\cos \varphi$ определяется по формуле [16]

$$\cos \varphi = \frac{I r_{\text{н}}}{U \omega} \frac{\pi}{2}; \quad \cos \varphi_{\text{макс}} = 0,842,$$

откуда $r_{\text{н макс}} = 0,535 U \omega / I$. При $r_{\text{н}} > r_{\text{н макс}}$ поток, создаваемый током в выходной цепи ТПТ, уже не может скомпенсировать поток, создаваемый измеряемым током, и сердечники в течение всего периода остаются ненасыщенными.

Существенный недостаток рассмотренных однофазных ТПТ — большой коэффициент пульсаций выпрямленного выходного тока. Применение сглаживающего конденсатора значительно ухудшает динамические свойства ТПТ (сужается полоса пропускания), поэтому иногда, например в системах автоматического регулирования, где к ТПТ предъявляются требования повышенной точности и широкополосности, используются двухфазные ТПТ.

Двухфазный ТПТ состоит из двух однофазных ТПТ, выходные цепи которых соединены последовательно (см. рис. 2.8, з). Вспомогательные напряжения каждого ТПТ u_1 и u_2 сдвинуты относительно друг друга на 90° , поэтому их выходные токи $i_{\text{вых 1}}$ и $i_{\text{вых 2}}$ сдвинуты на тот же угол, а мгновенное значение тока через нагрузку $i_{\text{вых}}$ равно току того ТПТ, у которого он в данный момент больше (см. рис. 2.8, д). Вследствие этого коэффициент пульсаций значительно уменьшается и определяется только шириной петли гистерезиса частного цикла [17—19]. Дальнейшее снижение пульсаций выходного тока помимо широко применяемых RC - и LC -фильтров весьма эффективно можно произвести с помощью фильтра, состоящего из дополнительного трансформатора Tr и конденсатора (см. рис. 2.8, з). По обмотке трансформатора ω_2 протекает выпрямленный выходной ток ТПТ, полностью размагничивающий намагниченный измеряемым током сердечник. В результате обмотка представляет собой большое индуктивное сопротивление, и переменная составляющая тока $i_{\text{вых}}$ шунтируется конденсатором C , в то время как колебания измеряемого тока трансформируются непосредственно в нагрузку тем же трансформатором Tr [20].

Основная погрешность ТПТ определяется главным образом погрешностью градуировки (имеется в виду, что в процессе градуировки отклонение от равенства $I_{\text{вых}} = I/\omega$, которое всегда существует в реальных ТПТ, учтено); методическими погрешностями, связанными с заменой идеального интегрирующего контура реальным*, и аддитивными погрешностями, обусловленными наличием тока холостого хода, обратного току выпрямительных вентилей.

* Этот вид погрешностей будет рассмотрен в разд. 2.5.

Следует отметить также, что поскольку в сердечнике ТПТ существует переменный магнитный поток, а вторичные обмотки включены встречно по отношению к измеряемому току, то в цепи измеряемого тока (за исключением случая, когда измеряется ток переноса) наводится э. д. с. двойной частоты. Вызываемый этой э. д. с. ток создает магнитное поле, которое изменяет индукцию в сердечниках ТПТ и, следовательно, также служит одним из возможных источников погрешности.

К наиболее существенным дополнительным погрешностям ТПТ следует отнести погрешности от изменения питающего напряжения, его частоты и дополнительную температурную погрешность. Как показано в работе [21], в двухфазных ТПТ, изготовленных на сердечниках из пермаллоя типа 79НМ и 80 НХС при их оптимальном сечении $s_c > 0,5l$ (где l — длина средней силовой линии в сердечнике), при выполнении условий $B_m = (0,5 \div 0,85) B_s$ и $r_{II} \leq 0,5 r_{II \text{ макс}}$ сумма дополнительных погрешностей не превышает $2 \cdot 10^{-2} \%$ в диапазоне измеряемого тока $(0,2 - 1,0) I_{\text{ном}}$ при изменении напряжения питания на 10% , частоты на 1% и температуры окружающей среды на 10°C .

Помимо ТПТ существуют и некоторые другие конструкции нечетногармонических индукционных μ -преобразователей тока. Так, в работе [24] описан нечетногармонический преобразователь тока, состоящий из двух квадратных сердечников, выполненных из магнитомягкого материала и разрезанных по диагонали. На сердечниках намотаны две обмотки возбуждения и две выходные обмотки. Обмотки возбуждения соединены встречно, так что всегда в одном из сердечников магнитный поток, создаваемый обмоткой возбуждения, совпадает по направлению с потоком, создаваемым измеряемым током, а в другом противоположен ему; выходные обмотки соединены согласно.

Питание обмоток возбуждения осуществляется от источника импульсного тока с большой скважностью. Амплитуда импульсов тока, питающего обмотки, выбирается таким образом, чтобы при отсутствии измеряемого тока оба сердечника находились в состоянии насыщения (в противоположных направлениях), при этом электрического сигнала на выходе выходных обмоток не будет, так как они включены встречно. При наличии измеряемого тока один из сердечников остается насыщенным, а другой выходит из состояния насыщения, в результате чего на выходе измерительной обмотки появляется э. д. с., амплитуда и фаза которой соответственно зависят от измеряемого тока и его направления.

В работе [22] описан преобразователь, предназначенный для бесконтактного измерения тока в цепи с печатным монтажом. Он состоит из магнитной пленки с одноосной анизотропией, которая нанесена на одну сторону диэлектрической подложки. На другой стороне подложки находятся две обмот-

ки: перемагничивающая, питаемая от источника импульсного тока и создающая магнитное поле, вектор напряженности которого ориентирован под углом $15\text{--}20^\circ$ относительно оси трудного намагничивания пленки, и выходная, расположенная под прямым углом к перемагничивающей обмотке. В результате перемагничивания магнитной пленки в выходной обмотке наводится э. д. с. постоянной амплитуды. При протекании постоянного тока по проводнику к магнитной пленке вдоль ее оси прикладывается постоянное поле смещения, пропорциональное протекающему току. Это поле намагничивает пленку в трудном направлении, что вызывает соответственное уменьшение амплитуды выходного сигнала.

Еще одна конструкция нечетногармонического μ -преобразователя, предназначенного для измерения тока, генерируемого сварочным аппаратом, описана в работе [23]. Преобразователь состоит из разомкнутого магнитопровода с воздушным зазором, последовательно с которым включен замкнутый магнитопровод, выполненный из магнитного материала с прямоугольной петлей гистерезиса и имеющий две обмотки: сброса и выходную. До начала измерения по обмотке сброса проходит импульс тока, намагничивающий магнитопровод до насыщения. При протекании измеряемого тока остаточный магнитный поток в замкнутом магнитопроводе уменьшается до значения, обратно пропорционального току I . Считывание остаточного магнитного потока можно осуществлять, пропуская импульс тока по обмотке сброса, при этом магнитопровод снова намагничивается до состояния насыщения, и в выходной обмотке индуцируется импульс э. д. с., площадь которого, выраженная в вольтсекундах, пропорциональна измеряемому току. Вольтсекундную площадь импульса можно измерить, например, при помощи веберметра. Показания прибора в данном случае пропорциональны максимальному значению тока I в течение отрезка времени между двумя отсчетами.

Четногармонические μ -преобразователи. Один из существенных недостатков большинства нечетногармонических μ -преобразователей тока — слабая помехозащищенность и сравнительно высокий уровень аддитивных погрешностей. Объясняется это тем, что выходной электрический сигнал преобразователя очень часто имеет ту же частоту, что и ток возбуждения, в результате чего происходит трансформирование (наведение) паразитной э. д. с. непосредственно из цепи возбуждения в выходную цепь.

Гораздо лучшей помехозащищенностью обладают четногармонические μ -преобразователи тока типа кольцевых феррозондов, в которых происходит разделение по частоте полезного сигнала и сигнала помехи. Конструкция преобразователя тока в виде кольцевого дифференциального феррозонда показана на рис. 2.9, а. Преобразователь состоит из двух кольцевых сердеч-

пиков, изготовленных из магнитомягкого материала с высокой магнитной проницаемостью (обычно пермаллой типа 79НМА, 79НМ, 79НМУ) и трех обмоток: возбуждения w_1 и w_2 , намотанных на каждый сердечник отдельно и включенных встречно, и

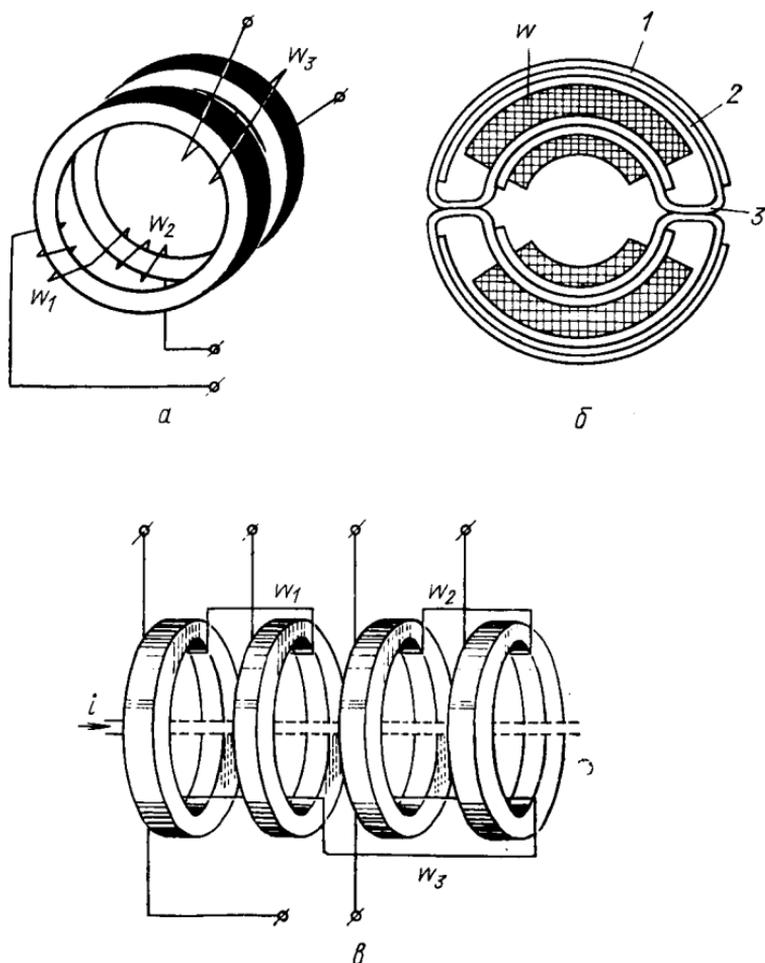


Рис. 2.9. Четногармонические индукционные μ -преобразователи тока:

а — кольцевой феррозонд; *б* — кольцевой феррозонд с разъемным сердечником (1 — наружное полукольцо, 2 — внутреннее полукольцо, 3 — перемычка); *в* — кольцевой феррозонд, в конструкции которого устраняется влияние тока выходной обмотки на измеряемый ток.

измерительной обмотки w_3 — общей для обоих сердечников.

Теория дифференциальных феррозондов достаточно хорошо изучена и подробно изложена в работах [2, 25, 26]. Принцип действия феррозондов коротко состоит в следующем. Если обмотки возбуждения w_1 и w_2 соединить с источником переменного синусоидального напряжения, то при отсутствии постоян-

ного (измеряемого) тока, создающего постоянные подмагничивающие потоки в сердечниках феррозондов, и идентичности их обеих половин на выходе измерительной обмотки ω_3 э. д. с. отсутствует. При наличии постоянного тока на выходе преобразователя появляется э. д. с. — сумма четных гармоник от частоты напряжения возбуждения, амплитуда которых пропорциональна связанной с измеряемым током постоянной составляющей магнитной индукции в сердечниках преобразователя:

$$e(t) = 4\omega\omega_3 s B_0 \sum_{n=1}^{\infty} n\mu_{2n} \sin 2n\omega t,$$

где $\omega = 2\pi f$ — частота тока возбуждения; ω_3 — число витков измерительной обмотки; s — площадь поперечного сечения одного сердечника; n — номер гармоники;

$$\mu_{2n} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \mu_1(\omega t) \cos 2n\omega t d(\omega t) —$$

амплитуды четных гармоник магнитной проницаемости, где μ_d — дифференциальная магнитная проницаемость, связанная с нормальной проницаемостью μ соотношением

$$\mu_d = d[\mu(H)H]/dH = \mu + H d\mu/dH;$$

$\mu_d = \mu$ только тогда, когда $H=0$ или $d\mu/dH=0$. Во всех остальных случаях $\mu_d \neq \mu$. Из-за несинусоидального характера выходной э. д. с. чувствительность преобразователя можно оценить по среднему значению выходной э. д. с., пиковому значению одной из четных гармоник или ее амплитуде [26, 27]. Поскольку наиболее распространены схемы приборов, в которых полезный сигнал несет одна из четных гармоник (обычно вторая), найдем чувствительность преобразователя тока по амплитуде четных гармоник. Учитывая, что $B_0 = \mu_0 H = \mu_0 I / 2\pi r$, где r — средний радиус сердечника преобразователя,

$$S_I = |\partial \mathcal{E}_m / \partial i| = 4\mu_0 \mu_{2n} n f \omega_3 s / r.$$

Из приведенных выше выражений видно, что коэффициент μ_{2n} можно вычислить, если известна зависимость $\mu_d = f(H)$. Как показано в работе [2], с достаточной для прикладных расчетов степенью точности эту зависимость можно аппроксимировать с помощью П-образной ломаной линии (рис. 2.10):

$$\mu_{2n} = \frac{2\mu_{\text{макс}}}{\pi n} \sin 2n\theta,$$

где $\theta = \arcsin H_s / H_m$; H_s — напряженность поля насыщения; H_m — амплитуда напряженности магнитного поля, создаваемого протекающим по обмотке возбуждения током. Поскольку θ зависит от H_m , то при заданном H_s всегда можно выбрать та-

кой режим работы, когда $|\sin 2n\theta| = 1$. Таким образом, максимальное значение чувствительности

$$S_{I \text{ макс}} = 8\mu_0\mu_{\text{макс}}f\omega_3s/\pi r.$$

Из полученных выражений очевидно, что чувствительность рассматриваемого четногармонического преобразователя то-

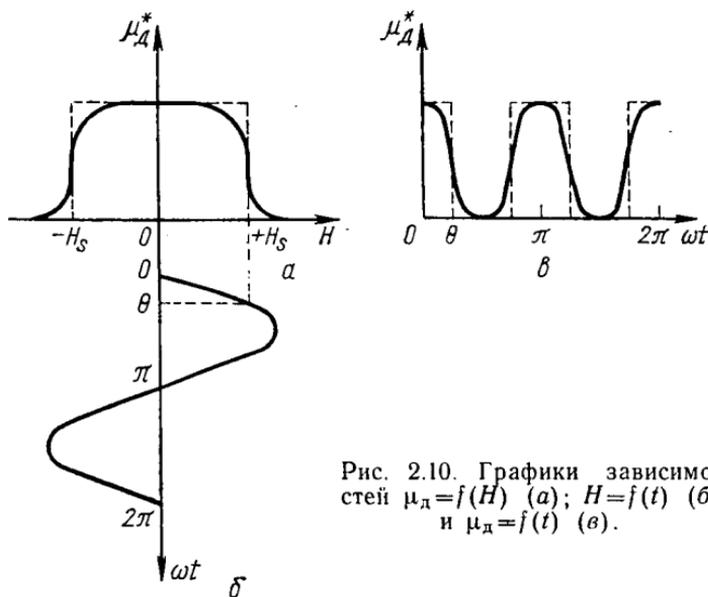


Рис. 2.10. Графики зависимостей $\mu_d = f(H)$ (а); $H = f(t)$ (б) и $\mu_d = f(t)$ (в).

ка — нелинейная функция напряженности поля возбуждения H_m . Типичная зависимость $S_I = f(H_m/H_s)$ показана на рис. 2.11. Оптимальное значение H_m обычно выбирают, исходя из обеспечения устойчивой работы преобразователя и низкого уровня шумов, связанных с остаточной намагниченностью и магнитным последствием в сердечниках кольцевого феррозонда вследствие гистерезиса. Как правило, значение H_m рекомендуется выбирать в пределах от 3 до 5 H_s .

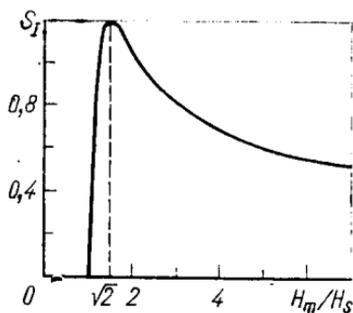


Рис. 2.11. Зависимость чувствительности кольцевого феррозонда от отношения H_m/H_s .

По конструктивному исполнению четногармонические преобразователи тока типа кольцевого феррозонда можно разделить на неразъемные и разъемные. Неразъемные преобразователи применяются в стационарных установках, например при измерении токов пучков заряженных частиц в ускорителях. Разъемные кольцевые феррозонды, как правило, используются в конструкциях типа измерительных клещей. В такой конструкции сердечники феррозондов состоят из четырех полу-

колец. на каждом из которых намотана часть обмотки возбуждения. Измерительная обмотка также распределяется между двумя парами полуколец.

Один из существенных недостатков разъемных кольцевых феррозондов состоит в том, что при размыкании половин сердечников потоки возбуждения изменяются, а это, в свою очередь, приводит к изменению нулевого сигнала (смещению нуля-пункта). Для устранения указанного недостатка в работе [28] предлагается выполнять половины сердечников так, как показано на рис. 2.9, б. При такой конструкции каждая половина сердечника имеет два полукольца — наружное 1 и внутреннее 2, связанные перемычкой 3, которые одновременно образуют площадки для стыковки сердечников. Обмотка возбуждения ω наматывается на внутреннее полукольцо, так что каждая половина сердечника замкнута для потока возбуждения. Благодаря этому при размыкании половин сердечников поток возбуждения изменяется незначительно и смещения нуля-пункта не происходит.

Иногда при измерении токов переноса, образованных заряженными частицами малой энергии, необходимо, чтобы магнитные поля, создаваемые токами, протекающими по обмоткам кольцевого феррозонда, не влияли на измеряемый ток. Поскольку обмотки возбуждения феррозонда включены встречно, то при идентичности обеих половин преобразователя суммарное поле рассеяния, обусловленное токами этих обмоток, пренебрежимо мало, чего нельзя сказать относительно магнитного поля рассеяния, которое возникло в результате протекания тока в выходной (измерительной) обмотке. Влияние этого поля устраняется в конструкции четногармонического μ -преобразователя тока, показанного на рис. 2.9, в [46]. Конструкция содержит четыре одинаковых тороидальных сердечника, изготовленных из магнитомягкого материала, на которых расположены обмотки питания ω_1 и ω_2 и выходная обмотка ω_3 . Каждая из обмоток ω_1 и ω_2 состоит из двух одинаковых встречно соединенных обмоток, расположенных на двух соседних сердечниках. Выходная обмотка ω_3 также состоит из двух одинаковых встречно соединенных обмоток, охватывающих по два соседних сердечника каждая.

К обмоткам питания ω_1 и ω_2 прикладываются переменные напряжения, сдвинутые по фазе на 90° , в результате чего э. д. с. двойной частоты в обеих половинах выходной обмотки сдвинуты на 180° . Эти обмотки соединены встречно, поэтому э. д. с. двойной частоты в них складываются, а ток двойной частоты, возникающий в выходной обмотке ω_3 при подключении устройства к измерительной схеме, индуцирует в пучке заряженных частиц поля этой же частоты, направленные встречно и компенсирующие друг друга. Порог чувствительности такого устройства порядка 10^{-5} а.

Итак, мы рассмотрели принцип действия и конструктивные особенности активных индукционных μ -преобразователей тока. Активные преобразователи α -, s -, N -типов, основанные на реализации уравнений (2.6), (2.7), (2.9), для бесконтактного измерения токов применяются крайне редко, что связано, как правило, с необходимостью использования для модуляции указанных параметров различных механических устройств, имеющих подвижные части.

В настоящее время в литературе [29] описано только два таких устройства. Одно из них состоит из торондального ферромагнитного сердечника, охватывающего проводник с измеряемым током, часть которого приводится во вращение с помощью электродвигателя. Выходная обмотка расположена на неподвижной части сердечника. В таком преобразователе тока осуществляется модуляция коэффициента размагничивания N , и в соответствии с классификацией, приведенной в разд. 2.1, его можно отнести к преобразователям N -типа.

Другое устройство отличается от рассмотренного выше тем, что выходная обмотка расположена на вращающейся части ферромагнитного сердечника и концы ее через коллекторные кольца соединяются с измерительной схемой. Очевидно, что в этом случае осуществляется модуляция сразу двух параметров — α и N , поэтому такое устройство является преобразователем смешанного типа.

2.5. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Любой индукционный интегральный преобразователь тока можно представить в виде последовательно соединенных элементарных индукционных преобразователей, образованных, например, отдельными витками обмотки пояса Роговского или кольцевого феррозонда. Методическая погрешность, связанная с заменой идеального интегрирующего контура реальным, состоящим из конечного числа первичных магнитометрических преобразователей (в данном случае отдельных витков), возникает, когда проводник с измеряемым током (или пучок заряженных частиц) смещается от положения, в котором он находился в момент градуировки преобразователя тока. При градуировке преобразователя проводник с током всегда стремятся расположить в его геометрическом центре, поэтому можно сказать, что указанная погрешность возникает при смещении проводника с измеряемым током (или пучка заряженных частиц) от положения, соответствующего геометрическому центру преобразователя.

Определим эту погрешность для наиболее простого случая, когда индукционным интегральным преобразователем тока служит кольцевой пояс Роговского, не содержащий сердечника из ферромагнитного материала. Для этого преобразуем выраже-

ние (2.10). Поскольку $e_{cp} = -d\Phi_{cp}/dt$ (Φ_{cp} — среднее значение магнитного потока через один виток), то $i = k\Phi_{cp}$, где $k = l/\mu\mu_0$. Очевидно, что искомую погрешность можно определить из выражения

$$\Delta i = k(\Phi_{cp\infty} - \Phi_{cp}),$$

Здесь $\Phi_{cp\infty}$ — среднее значение магнитного потока через один виток при бесконечно большом числе витков. Таким образом, для определения методической погрешности необходимо найти разницу средних значений магнитных потоков, пронизывающих витки пояса Роговского с бесконечно большим и конечным числом витков.

Найдем вначале средний поток, пронизывающий пояс Роговского с бесконечно большим числом витков, выразив его через измеряемый ток и геометрические размеры преобразователя. При этом предположим, что геометрические размеры отдельных витков, плотность намотки и шаг намотки $\Delta l = l/w$ (где l — длина пояса Роговского) всюду одинаковы. По определению

$$\Phi_{cp} = \frac{1}{w} \sum_{n=1}^w \int_s B_n ds_n,$$

где $ds_n = s_n^0 ds$; s_n^0 — единичный вектор, нормальный к элементу площади ds n -го витка (индукцию B_n в пределах площади n -го витка считаем постоянной).

Поменяв в предыдущем выражении порядок интегрирования и суммирования, получим

$$\Phi_{cp\infty} = \int_s \frac{ds}{w} \sum_{n=1}^w B_n s_n^0 = \int_s \frac{ds}{l} \sum_{n=1}^w B_n \Delta l_n,$$

где $\Delta l_n = s_n^0 \Delta l$. При переходе к $\Delta l \rightarrow 0$ сумма принимает вид линейного интеграла вдоль всей длины l пояса Роговского:

$$\Phi_{cp\infty} = \int_s \frac{ds}{l} \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \sum_{n=1}^w B_n \Delta l_n = \int_s \frac{ds}{l} \oint_l B dl.$$

Так как на основании первого уравнения Максвелла $\oint_l B dl = \mu_0 i$, то

$$\Phi_{cp\infty} = \mu_0 i \int_s \frac{ds}{l}.$$

На рис. 2.12 показаны геометрические размеры рассматриваемого интегрального преобразователя тока. Согласно рисунку, $l = 2\pi r$; $ds = h dr$, тогда

$$\Phi_{cp\infty} = \mu_0 i \int_{r_1}^{r_2} \frac{h dr}{2\pi r} = \frac{\mu_0 i}{2\pi} h \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Определим теперь средний магнитный поток для случая, когда интегральный преобразователь содержит конечное число витков. Предположим, что проводник с током или пучок заря-

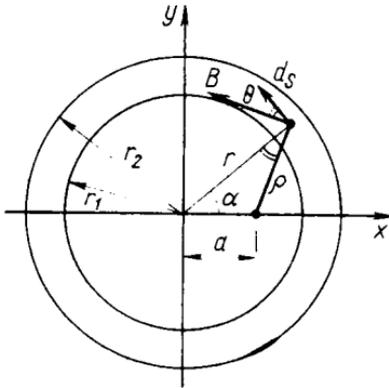


Рис. 2.12. К определению погрешности в результате смещения проводника с током относительно геометрического центра интегрального индукционного преобразователя.

женных частиц смещены от геометрического центра преобразователя на расстояние a . Тогда магнитный поток, пронизывающий n -й виток,

$$\Phi_n = \int_s \mathbf{B}_n ds_n = \int_s B_n ds \cos \theta_n = \int_s \frac{\mu_0 i}{2\pi\rho} \cos \theta_n ds,$$

где θ_n — угол между векторами \mathbf{B}_n и ds_n (см. рис. 2.12); ρ — расстояние от проводника с током, до элементарной площадки ds . Так как $\rho = \sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos \alpha_n}$, $\cos \theta_n = (r - a \cos \alpha_n) / \rho$, где r — расстояние от геометрического центра преобразователя тока до элементарной площадки $ds = h dr$, а $\alpha_n = (2\pi/\omega)(n-1)$, то с учетом этого

$$\Phi_n = \frac{\mu_0 i h}{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{r - a \cos \alpha_n}{r^2 + a^2 - 2ra \cos \alpha_n} = \frac{\mu_0 h i}{4\pi} \cdot \frac{r_2^2 + a^2 - 2ar_2 \cos \alpha_n}{r_1^2 + a^2 - 2ar_1 \cos \alpha_n}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_{cp} &= \frac{1}{\omega} \sum_{n=1}^{\omega} \frac{\mu_0 h i}{4\pi} \ln \frac{r_2^2 + a^2 - 2r_2 a \cos \alpha_n}{r_1^2 + a^2 - 2r_1 a \cos \alpha_n} = \frac{\mu_0 h i}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} + \\ &+ \frac{\mu_0 h i}{4\pi} \cdot \frac{1}{\omega} \sum_{n=1}^{\omega} \ln \frac{1 + \left(\frac{a}{r_2}\right)^2 - 2\frac{a}{r_2} \cos \alpha_n}{1 + \left(\frac{a}{r_1}\right)^2 - 2\frac{a}{r_1} \cos \alpha_n}. \end{aligned}$$

Разница потоков

$$\Delta\Phi = \Phi_{cp \infty} - \Phi_{cp} = \frac{\mu_0 h i}{4\pi} \cdot \frac{1}{\omega} \sum_{n=1}^{\omega} \ln \frac{1 + (a/r_2)^2 - 2a/r_2 \cos \alpha_n}{1 + (a/r_1)^2 - 2a/r_1 \cos \alpha_n}.$$

Относительная погрешность, возникающая при смещении проводника с измеряемым током или пучка заряженных частиц относительно геометрического центра пояса Роговского,

$$\delta = \frac{100^{\circ}_0}{2\omega \ln \frac{r_2}{r_1}} \sum_{n=1}^{\omega} \ln \frac{1 + (a/r_2)^2 - 2ar_2 \cos \alpha_n}{1 + (a/r_1)^2 - 2ar_1 \cos \alpha_n}.$$

В работе [7] рассчитана эта погрешность для конкретных значений $r_2/r_1 = 1,5$ и $\omega = 10$.

При $a/r_1 = 0,5; 0,7; 0,9$ $\delta = 0,024; 0,4; 1,6\%$ соответственно.

Из приведенных данных видно, что уже при десяти витках и смещении проводника с током не более чем на $a = 0,5 r_1$ методической погрешностью, вызванной заменой идеального интегрирующего контура реальным, можно пренебречь. В большинстве случаев число витков пояса Роговского значительно больше десяти, поэтому при любом смещении проводника с током относительно геометрического центра преобразователя этой погрешностью можно пренебречь.

Необходимо отметить, что поскольку всегда имеется какая-то погрешность, вызванная смещением проводника с током относительно центра преобразователя, то должна существовать и погрешность, обусловленная отклонением формы сечения проводника с током или пучка заряженных частиц от формы сечения проводника, использованного при градуировке преобразователя, а также погрешность, связанная с законом распределения заряженных частиц по сечению пучка или проводника с током. При использовании индукционных интегральных преобразователей эти погрешности почти всегда оказываются пренебрежимо малыми. В то же время в некоторых случаях, например если интегральный преобразователь тока выполнен на основе использования гальваномагнитных преобразователей, с этими погрешностями следует считаться.

Выше рассчитаны погрешности, возникающие при использовании одной из наиболее простых конструкций индукционного интегрального преобразователя тока, выполненной в виде пояса Роговского, не содержащего сердечника из ферромагнитного материала. В случае, если обмотка преобразователя намотана на сердечник, эта погрешность оказывается еще меньше. Действительно, при достаточно большой магнитной проницаемости замкнутого сердечника из граничных условий для нормальной составляющей напряженности магнитного поля ($H_{1n}/H_{2n} = = \mu_2/\mu_1$) следует, что составляющей H_{2n} в теле сердечника можно пренебречь, так как его магнитная проницаемость много больше проницаемости воздуха. Таким образом, напряженность магнитного поля H , магнитная индукция $B = \mu_a H$ и магнитный поток $\Phi = Bs$ в любом участке сердечника имеют практически

одинаковое значение, не зависящее от положения проводника с током по отношению к геометрическому центру преобразователя.

2.6. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ

Как правило, в приборах, предназначенных для измерения переменных токов, первичными преобразователями служат пассивные индукционные преобразователи, рассмотренные в разд. 2.2 и 2.3. Исключение составляют приборы для измерения токов дсзвукковой частоты. Так как чувствительность пассивных индукционных преобразователей при частоте измеряемого тока менее 20 гц слишком мала, то в таких приборах целесообразнее использовать активные преобразователи, например, типа кольцевых феррозондов.

В случае, если прибор предназначен для измерения тока фиксированной частоты, пассивный индукционный преобразователь обычно работает в режиме, близком к режиму холостого хода (колебательный режим). При этом (см. разд. 2.2) нет необходимости интегрировать выходной сигнал преобразователя, так как об измеряемом токе можно судить непосредственно по амплитуде действующего или среднего напряжения на выходе преобразователя.

На рис. 2.13 показаны общий вид (а) и принципиальная схема (б) прибора Ц90, предназначенного для измерения сильных переменных токов промышленной частоты (50 гц) в линиях, находящихся под потенциалом до 10 кв. Номинальные пределы измерения прибора — от 15 до 600 а. Класс прибора равен 4,0 при любом положении шины с измеряемым током относительно преобразователя.

В изображенных на рис. 2.13, а клещах ферромагнитный сердечник состоит из двух половинок, изготовленных из листовой электротехнической стали марки Э41, подвергнутой после сборки в пакете и склепки специальному отжигу для получения необходимых магнитных свойств. Обе половинки магнитопровода в местах стыковки пришлифованы друг к другу. Левая половина укреплена в литой силуминовой вилке неподвижно, а правая — качается вокруг неподвижной оси. Посредством сильной стальной пружины, укрепленной своими концами на обеих вилках, обе половины магнитопровода плотно смыкаются. Катушка, намотанная на пластмассовый каркас, расположена на левой неподвижной половине сердечника. Принципиальная схема прибора (см. рис. 2.13, б) проста, она состоит из показывающего прибора, выпрямителя на диодах D_1 и D_2 , переключателя пределов измерения и набора градуировочных сопротивлений. Конструктивно прибор выполнен в виде измерительных клещей, частично уже описанных в разд. 2.2. Следует отметить, что такая конструкция прибора для бесконтактного измерения

тока одна из наиболее распространенных. Различные его модификации приведены в работах [30—33].

Индукционные приборы для измерения импульсных токов несколько отличаются от приборов для измерения переменных токов по принципу построения схемы и по конструктивному выполнению. Это различие объясняется прежде всего спецификой

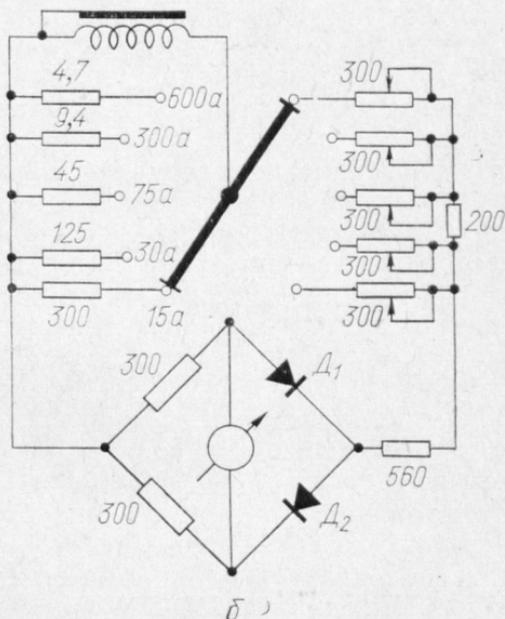


Рис. 2.13. Общий вид (а) и принципиальная схема (б) прибора Ц90.

применения индукционных приборов, предназначенных для бесконтактного измерения импульсных токов. Чаще всего такие измерения необходимы в ускорительной технике, когда измеряется ток переноса, образованный пучками заряженных частиц. Благодаря этому в рассматриваемых приборах первичным преобразователем тока практически всегда служит интегральный индукционный преобразователь, выполненный в виде пояса Роговского, содержащий или не содержащий сердечник из ферромагнитного материала (в зависимости от требуемой чувствительности и полосы пропускания преобразователя). Кроме того, при измерении импульсных токов пучков заряженных частиц требуется знать не только среднее значение тока и амплитуду импульса, но и его форму, поэтому необходимо интегрировать выходной сигнал преобразователя внутри самого преобразователя или с помощью специальных интегрирующих устройств.

Если необходимо получить информацию только об амплитуде или среднем значении измеряемого импульсного тока, а

длительность импульсов и их скважность постоянны, то наличие интегрирующего звена в измерительном тракте прибора не обязательно. В этом случае из частотного спектра выходного сигнала индукционного преобразователя можно выделить первую гармонику с частотой $f = 1/(t_{\text{н}} + t_{\text{ин}})$ ($t_{\text{н}}$ — длительность импульса измеряемого тока; $t_{\text{ин}}$ — длительность интервала), по амплитуде которой и судят о значении измеряемого тока.

Один из таких приборов, предназначенный для измерения токов ионов в пучке, выпущенном из циклотрона, описан в работе [34]. Электрический сигнал с выхода пояса Роговского подается на усилитель, в качестве которого используется резонансный усилитель с полосой пропускания $\Delta f = 4 \text{ МГц}$ и узкополосный усилитель, работающий по супергетеродинному принципу и состоящий из усилителя высокой частоты, смесителя и трех каскадов усилителя промежуточной частоты ($f_{\text{пр}} = 465 \text{ кГц}$). Исследования, проведенные авторами работы [34], показали, что второй вариант измерительного усилителя обеспечивает меньший уровень аддитивной погрешности, обусловленной в основном влиянием внешних полей рассеяния, и потому более предпочтителен.

В некоторых случаях, когда амплитуды первой и второй гармоник выходного напряжения сопоставимы, имеет смысл настраивать усилитель на частоту второй гармоники: это повышает помехозащищенность прибора и увеличивает отношение сигнал/шум. Так, в описываемом приборе это отношение было снижено (настройкой усилителя на вторую гармонику) в 10 раз. При помощи прибора измерялись средние токи в 1 мкА с погрешностью 5%.

Для увеличения чувствительности и снижения влияния высших гармоник на аддитивную погрешность измерения параллельно выходной обмотке преобразователя можно включить конденсатор, емкость которого выбирается так, чтобы резонансная частота получившегося контура $\omega_p = 1/T$. В этом случае эффективное значение первой гармоники напряжения на конденсаторе увеличивается в Q раз, где Q — добротность резонансного контура [35].

Однако увеличение чувствительности само по себе, как известно, нельзя считать полезным, если оно не приводит одновременно к повышению точности измерения или снижению порога чувствительности, определяемого отношением сигнал/шум. Прибор, у которого индукционный преобразователь тока настроен в резонанс на одну из гармоник выходного сигнала, далеко не всегда обладает лучшим отношением сигнал/шум [36]. При увеличении скважности $G = t_{\text{ин}}/t_{\text{н}}$ падает амплитуда гармоник сигнала, поэтому преобразователь, настроенный в резонанс, имеет преимущество перед ненастроенным только при небольших скважностях. Если импульсы измеряемого тока прямоугольны, а $G = 2$, то отношение сигнал/шум у настроенного при-

бора, работающего на первой гармонике, может быть в Q раз больше, чем у не настроенного в резонанс. Однако увеличение скважности снижает это преимущество. Приближенная оценка показывает, что при $G \geq 10$ отношение сигнал/шум настроенного преобразователя равно $1,5 Q/G$. Необходимо отметить также, что при увеличении добротности Q увеличивается и постоянная времени измерительного прибора.

Если интегральный преобразователь тока настроен в резонанс на одну из гармоник выходного сигнала, то одним из существенных источников погрешности измерения может служить изменение формы импульса тока. Однако зависимость амплитуд гармоник от формы импульсов тока уменьшается по мере увеличения скважности. Для $G \geq 30$ разность между амплитудами первых гармоник не превышает 1% у сигналов прямоугольной и треугольной форм, имеющих одинаковую площадь. Поэтому при больших скважностях указанной погрешностью можно пренебречь.

В последнее время успешно разрабатываются приборы, в которых напряжение, наводимое в выходной обмотке пассивного индукционного преобразователя при прохождении импульса измеряемого тока, компенсируется при помощи напряжения, наводимого от витка, по которому пропускают импульсы тока такой же длительности от вспомогательного генератора импульсов [35, 37]. Выходная обмотка преобразователя в этом случае используется только в качестве нуля-органа, так как напряжение на ней отсутствует при равенстве амплитуд импульсов измеряемого тока и тока, протекающего по компенсирующему витку.

Для увеличения быстродействия описываемых приборов можно использовать отрицательную обратную связь, при которой разностный сигнал с выходной обмотки после усиления подается на вход устройства, управляющего амплитудой импульсов тока генератора, питающего виток обратной связи. Такие приборы дают возможность измерять токи до $3 \cdot 10^{-7}$ а с погрешностью не более 10^{-8} а [38]. Применение компенсирующего витка обеспечивает независимость показаний прибора от изменения магнитного состояния сердечника преобразователя, а также устраняет необходимость градуировки.

Если необходимо располагать информацией не только об амплитуде или среднем значении, но и о форме импульсов измеряемого тока, то измерительный тракт должен включать интегрирующее звено. Различные варианты построения структурной схемы такого прибора показаны на рис. 2.14. Если преобразователь тока (пояс Роговского) работает в режиме, близком к короткому замыканию (апериодический режим) (см. рис. 2.14, а), и сам используется в качестве интегрирующего звена, то сопротивление R , с которого снимается выходной сигнал, выбирают из условия $\tau_{\text{инт}} = L/R \gg t_{\text{и}}$, где $\tau_{\text{инт}}$ — постоянная

интегрирования. При работе индукционного преобразователя в режиме, близком к холостому ходу (колебательный режим), в качестве интегрирующего звена можно использовать операционный усилитель (см. рис. 2.14, б). В данном случае преобразователь оказывается нагруженным на сопротивление $R_{\text{экв}} = R_{\text{ос}} / (1 + K)$, где $R_{\text{ос}}$ — сопротивление обратной связи; K — коэффициент усиления усилителя при разомкнутой цепи обратной

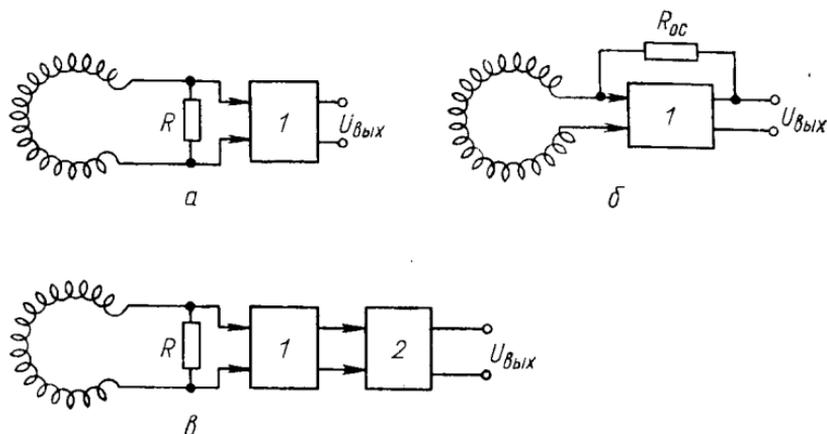


Рис. 2.14. Различные варианты структурных схем приборов для измерения импульсных токов и наблюдения форм импульсов:

1 — усилитель; 2 — интегратор.

связи. При этом постоянная $\tau_{\text{шт}} = L/R_{\text{экв}}$ зависит от K и поэтому нестабильна. Учитывая это, следует отдать предпочтение структурной схеме прибора (см. рис. 2.14, в), в которой выходной сигнал, так же как и в приборе, схема которого показана на рис. 2.14, а, снимается с сопротивления R (только высокоомного) и затем интегрируется с помощью интегратора.

Сопротивление схем, изображенных на рис. 2.14, а и 2.14, в, по их чувствительности, порогу чувствительности и полосе пропускания, обуславливающей степень искажения при воспроизведении импульса измеряемого тока, приведено в работах [36, 39]. Как видно из этого сопоставления, при равной чувствительности и равных постоянных времени интегрирования фронт импульса лучше воспроизводится с помощью схемы, изображенной на рис. 2.14, а, в которой преобразователь работает в апериодическом режиме. Кроме того, при равной полосе пропускания эта схема обладает и более высокой чувствительностью (предполагается, что размеры преобразователя ничем не ограничены). Если учитывать только шумы, вносимые усилительными устройствами, входящими в усилительный тракт, и пренебречь шумами самого преобразователя, то оказывается, что порог чувствительности ниже в схеме, изображенной на рис. 2.14, в, в тех случаях, когда необходимо иметь хорошее

воспроизведение плоской части прямоугольного сигнала. Если же необходимо иметь широкую полосу пропускания (а это особенно важно, если прибор предназначен для измерения импульсов тока различной длительности и скважности), то предпочтительнее схема, изображенная на рис. 2.14, а. Однако эту возможность можно реализовать только в том случае, если размеры индукционного преобразователя тока не ограничены. Кроме того, анализ этих схем, проведенный в работах [36, 39], сделан в предположении, что активное сопротивление преобразователя (в том числе и вносимое со стороны ферромагнитного сердечника) равно нулю. На самом деле, активное сопротивление (см. разд. 2.2) может оказывать заметное влияние на все основные характеристики преобразователя тока и таким образом вносить существенные коррективы в сделанные выводы.

Приборы, разрабатываемые в соответствии со структурными схемами, изображенными на рис. 2.14, позволяют измерять импульсные токи начиная от десятых долей миллиампера длительностью от единиц до сотен микросекунд и больше. При этом имеется возможность воспроизведения импульса тока (например, на экране осциллографа) с длительностью фронта от десятых долей микросекунды [36, 40].

Все описанные схемы и методы измерения переменных импульсных токов пригодны без каких-либо изменений для измерения токов проводимости, протекающих по различного рода проводникам, токов переноса, образованных чаще всего лучками заряженных частиц. Это обстоятельство очень часто используют при градуировке бесконтактных измерителей токов пучков заряженных частиц и при измерении токов пучков комбинированным методом.

Процессы измерения токов проводимости и токов переноса имеют некоторое различие, что связано с различной природой данных токов. Это различие состоит в том, что при измерении импульсного тока переноса (сгустков заряженных частиц) форма получаемого импульса искажается сигналами, наводимыми в обмотке преобразователя тока подходящим к ней сгустком, а фронт и спад сигналов, если полоса пропускания прибора достаточно широка, определяется скоростью движения частиц. В работе [40] показано, что нарастание импульса на выходе прибора от 0,05 до 0,95 его амплитуды (или спад в тех же пределах) происходит за время прохождения началом (концом) сгустка расстояния от катушки, равного $2r$ (r — радиус обмотки)*. При энергии частиц 1 Мэв и $r = 50 \text{ мм}$ фронт и спад импульса будут затянуты примерно на 3 нсек . Отчасти из-за

* Данный вывод был сделан в предположении, что радиус катушки много меньше длины сгустка, источник частиц и облучаемая мишень расположены на достаточном удалении от преобразователя, а импульс тока сгустка имеет прямоугольную форму.

этого обстоятельства, а также из-за относительно высоких паразитных емкостей, ухудшающих передаточную характеристику преобразователя тока в области высоких частот, для измерения импульсных токов очень малой длительности, порядка наносекунд, в некоторых случаях предпочтительнее использовать приборы с электрометрическими преобразователями тока (см. гл. 5).

2.7. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТОЯННЫХ ТОКОВ

В отличие от описанных в разд. 2.6 индукционных приборов для бесконтактного измерения переменных и импульсных токов в приборах для измерения постоянных токов первичным преобразователем служат активные индукционные преобразователи тока* (преимущественно μ -преобразователи). При этом при измерении слабых постоянных токов наиболее распространены приборы с μ -преобразователями тока, построенными по принципу магнитного усилителя, и приборы, в которых используются преобразователи типа кольцевых феррозондов. Объясняется это тем, что указанные преобразователи, интегральные по своей конструкции, т. е. реагирующие на циркуляцию вектора магнитной индукции \mathbf{B}_0 , создаваемой измеряемым током, обладают сравнительно небольшими погрешностями измерения и имеют высокую чувствительность.

На рис. 2.15 показана принципиальная схема прибора для измерения постоянного тока пучка заряженных частиц с преобразователем тока в виде магнитного усилителя, роль обмотки управления которого выполняет сам пучок [41]. Преобразователь состоит из двух пермалловых сердечников, имеющих средний диаметр 130 мм и сечение $10 \times 10 \text{ мм}^2$. На каждый из сердечников намотана обмотка, содержащая 1000 витков. Для устранения влияния со стороны магнитного поля рассеяния, создаваемого токами обмоток, на пучок заряженных частиц, обе обмотки включены встречно. Питание обмоток осуществляется от сети переменного тока через трансформатор Tr_1 . Для регистрации изменения протекающего в обмотке тока, зависящего от тока пучка, используется зеркальный гальванометр A_1 , подключенный к мостиковой схеме.

Измерять ток с помощью описываемого прибора можно прямым и компенсационным методами. В последнем случае компенсация приращения напряжения на сопротивлении R_1 , пропорционального измеряемому току, осуществляется с помощью

* Исключение составляет измерение выпрямленных или не полностью выпрямленных пульсирующих постоянных токов, когда о среднем значении постоянного тока можно судить по амплитуде или действующему значению переменной составляющей. В этом случае для измерения постоянного тока можно использовать и пассивные индукционные преобразователи [42].

потенциометра R_2 . Гальванометр A_2 служит нуль-индикатором. Прибор градуируют с помощью специального витка, питаемого от дополнительного источника постоянного тока.

Приборы, аналогичные рассмотренному, обычно имеют порог чувствительности, равный нескольким миллиамперам, и применяются для измерения постоянных токов начиная от нескольких

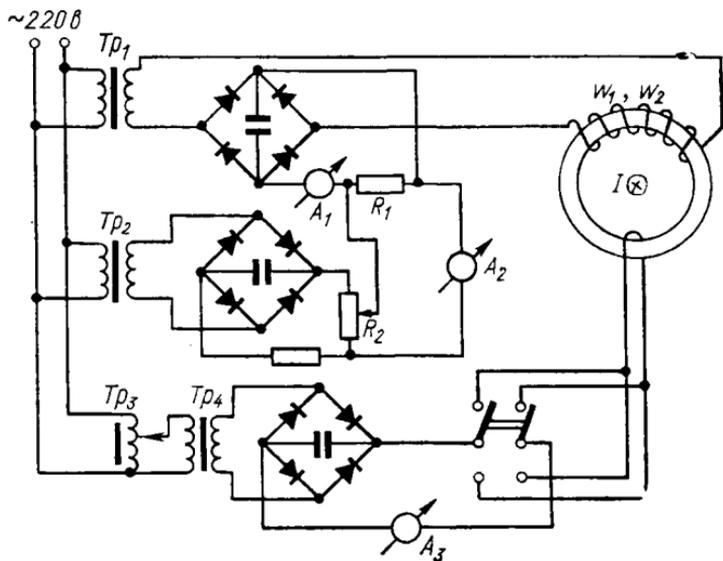


Рис. 2.15. Принципиальная схема прибора для измерения постоянного тока пучка заряженных частиц с преобразователем в виде магнитного усилителя.

десятков миллиампер и выше. Погрешность измерения колеблется в пределах от 2 до 3%. Для измерения более слабых постоянных токов можно использовать приборы с преобразователями в виде кольцевых феррозондов (рис. 2.16).

Обмотки возбуждения кольцевого феррозонда ω_1 и ω_2 питаются от источника переменного тока, состоящего из низкочастотного генератора 1 и полосового фильтра 2, настроенного на эту частоту. Полосовой фильтр предназначен для подачи четных гармоник, неизбежно присутствующих в частотном спектре генерируемого напряжения. Проникновение четных гармоник в обмотки возбуждения и их трансформация в измерительную обмотку может служить источником дополнительных погрешностей при условии неполной идентичности половины феррозондов. Измерительная цепь прибора состоит из полосового фильтра 3, настроенного на частоту второй гармоники генератора возбуждения; усилителя 4; фазового детектора 5 и цепи обратной связи, включающей цепь запаздывания 6, сопротивление R и обмотку обратной связи ω_4 .

В настоящее время приборы, использующие в качестве преобразователя тока четногармонические индукционные μ -преобразователи, являются одними из наиболее чувствительных приборов для измерения постоянных токов. Их порог чувствительности достигает 10^6 a при основной погрешности измерения 1—10%. В частности, по схеме, изображенной на рис. 2.16, вы-

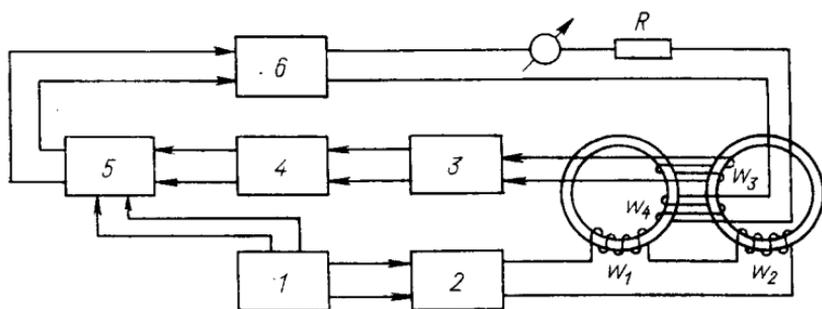


Рис. 2.16. Принципиальная схема прибора для измерения слабых постоянных токов с преобразователем в виде кольцевого феррозонда.

полнен прибор типа Φ -737, предназначенный для измерения слабых постоянных токов от десятых долей миллиампера до 10 a [43].

Переносный прибор типа Φ -737 состоит из измерительного пульта и клещевых преобразователей (см. рис. 2.9, б), один из которых с диаметром свободного отверстия 5 мм используется для измерения токов до 300 ma , а другой с диаметром свободного отверстия 15 мм — для измерения токов свыше 300 ma . Прибор имеет девять пределов измерения: 1, 3, 10, 30, 100, 300 ma ; 1, 3, 10 a . Класс точности 2,5 на пределах 100, 300 ma и 1 a . На остальных пределах, кроме первого, класс точности равен 4,0. На первом пределе 1 ma основная погрешность составляет 10%. Чувствительность прибора к измеряемому току можно увеличить, пропустив проводник с током через окно преобразователя несколько раз (в это же число раз возрастает и чувствительность).

Источником питания преобразователя тока служит генератор, выполненный на транзисторах, работающих в ключевом режиме, вследствие чего генерируемое напряжение имеет форму двуполярных прямоугольных импульсов. Благодаря этому достигается высокий к.п.д. генератора и снижается содержание второй гармоники (до 0,05%) в его выходном напряжении [44]. Последовательно с нагрузкой генератора (обмоткой возбуждения преобразователя тока) включен резонансный LC-контур, настроенный на частоту 920 $гц$ и служащий для формирования синусоидального тока возбуждения из прямоугольного напряжения, вырабатываемого генератором. Избирательный усилитель

настроен на частоту 1840 гц и обеспечивает подавление первой (920 гц) и третьей (2760 гц) гармоник примерно в 1000 раз.

В приборе Ф-737 предусмотрено калибровочное устройство, обеспечивающее проверку и калибровку при подаче в одну из обмоток преобразователя калиброванного постоянного тока. Калибровка основана на сравнении коэффициента усиления тока прибора Ф-737 с коэффициентом деления тока образцовым делителем [45]. В схеме прибора предусмотрена также возможность установки нуля выходного прибора подачей в измерительную обмотку постоянного тока, силу и полярность которого можно плавно регулировать при помощи мостовой схемы.

Для измерения больших постоянных токов четногогармонические преобразователи обычно не используются, так как магнитное поле измеряемого тока, насыщая сердечник преобразователя, нарушает правильный режим работы последнего. В этих случаях чаще всего используют нечетногогармонические преобразователи типа трансформаторов постоянного тока, описанных в разд. 2.4.

В работе [21] рассмотрен прибор, выполненный по схеме, изображенной на рис. 2.8, г, и рассчитанный на измерение больших постоянных токов (до 2500 а). Все три сердечника преобразователя размером $140 \times 100 \times 20$ мм изготовлены из пермаллоевой ленты толщиной 0,08 мм. Вторичная обмотка имеет 2000 витков, емкость конденсатора 20 мкф. Питание трансформатора постоянного тока осуществляется от промышленной сети по схеме Скотта. Составляющие дополнительных погрешностей имеют следующие значения: $\delta_U = \pm 10^{-2}\%$ при $\Delta U = \pm 10\%$; $\delta_f = 10^{-3}\%$ при $\Delta f = \pm 1\%$; $\delta_r = 10^{-2}\%$ при $\Delta r = +25\%$; $\delta_t = 2 \times 10^{-4}\%/град$. Относительное значение пульсаций не превосходило $10^{-2}\%$, а частотная характеристика оставалась равномерной до 20 кгц.

3.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ХОЛЛА И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Принцип действия преобразователей Холла основан на использовании одноименного физического явления, заключающегося в появлении поперечной разности потенциалов (э. д. с. Холла) на краях проводящей пластины, помещенной в магнитное поле, при условии, что по пластине протекает электрический ток. Возникновение э. д. с. Холла связано с изменением траектории движения носителей заряда под действием силы Лоренца. Таким образом, э. д. с. Холла пропорциональна току через пластину I и магнитной индукции B [1, 2]:

$$\mathcal{E}_x = kIB. \quad (3.1)$$

Конструкции холловских преобразователей довольно разнообразны, однако чаще всего их выполняют в виде прямоугольной полупроводниковой пластины, снабженной двумя парами электродов, предназначенных для соединения преобразователя с источником питания (токовые электроды), и устройством, измеряющим э. д. с. Холла (холловские электроды). Для равномерного распределения тока по пластине токовые электроды наносят по всей ширине соответствующей грани активной пластины преобразователя. Холловские электроды обычно изготавливают в виде точечных контактов (рис. 3.1, а).

Коэффициент k в выражении (3.1) зависит от параметров используемого полупроводникового материала, соотношения геометрических размеров преобразователя и режима его работы. Если преобразователь Холла питается от источника тока (режим заданного тока), то

$$\mathcal{E}_x = \frac{R_x}{d} \varphi \left(\frac{l}{a}, \frac{s}{l}, Y \right) IB; \quad (3.2)$$

при питании преобразователя от источника напряжения (режим заданного напряжения)

$$\mathcal{E}_x = \frac{a}{l} u \varphi \left(\frac{l}{a}, \frac{s}{l}, Y \right) IB, \quad (3.3)$$

где R_x и u — постоянная Холла и подвижность носителей заряда — величины, постоянные для данного полупроводника,

имеющего определенное значение легирующих примесей; d , a , l , s , t — геометрические размеры пластины преобразователя (см. рис. 3.1, а); I и U — ток и напряжение питания соответственно; $Y = 2\pi \operatorname{arctg}(uB)$.

Если $s/l < 0,1$ и $t < 0,1 a$, то зависимость φ от s и t можно пренебречь. В этом случае функция φ зависит только от отношения l/a и параметра Y . Увеличение l/a сопровождается ростом функции φ , однако уже при $l/a = 2$ значение φ достигает 0.93 и дальнейшее увеличение этого отношения не приводит к заметному увеличению φ [3, 4]. Обычно для получения максимальной чувствительности отношение l/a принимают в пределах от 1,5 до 2.

Как видно из выражений (3.2) и (3.3), э. д. с. Холла, а следовательно, и чувствительность преобразователя к магнитной индукции $S_B = \partial \mathcal{E}_x / \partial B$ зависят от тока питания или приложенного напряжения, которые, естественно, стремятся выбрать как можно больше. Допустимые ток питания и приложенное напряжение можно рассчитать по формулам [35]:

$$I_{\text{доп}} = \sqrt{2\nu\Delta T_{\text{доп}} d\sigma(B_{\text{макс}})}; \quad U_{\text{доп}} = I_{\text{доп}}^2 r_T(B_{\text{макс}}),$$

где $\sigma(B_{\text{макс}})$ и $r_T(B_{\text{макс}})$ — соответственно удельная проводимость и сопротивление между токовыми электродами преобразователя Холла, соответствующие той максимальной магнитной индукции, для измерения которой предполагается использовать преобразователь; ν — коэффициент теплоотдачи; $\Delta T_{\text{доп}}$ — допустимая температура перегрева преобразователя.

Допустим, ток питания и чувствительность преобразователей Холла изменяются в очень широких пределах в зависимости от типа используемого полупроводника, размеров преобразователя и условий теплоотвода. Так, ток питания преобразователей, изготовленных из высокоомных полупроводников (Ge, Si), лежит в пределах от единиц до десятков миллиампер, а чувствительность достигает нескольких десятых вольт на тесла. Для пре-

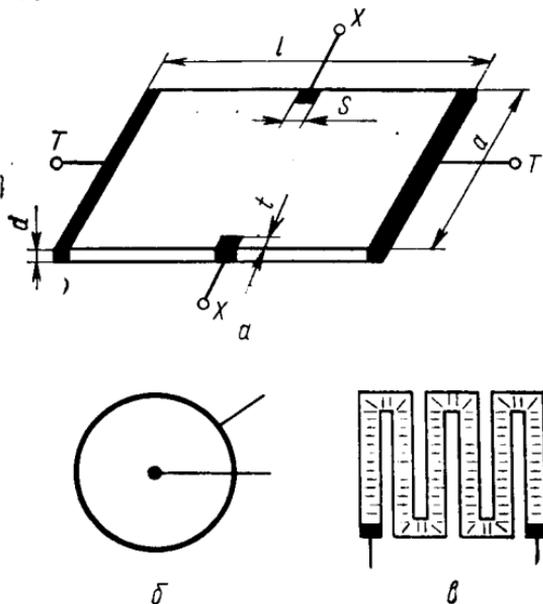


Рис. 3.1. Гальваномагнитные преобразователи Холла (а) (T — токовые электроды, X — холловские электроды); магнитосопротивления в виде диска Корбино (б) и магнитосопротивления в виде меандра (в).

образователей Холла из низкоомных полупроводников группы $A^{III}B^V$ (InSb, InAs и др.) характерен более высокий ток питания от десятков до сотен миллиампер, при этом чувствительность может достигать нескольких вольт на тесла.

Одна из наиболее существенных характеристик преобразователей Холла — порог чувствительности, связанный с непостоянством начального (нулевого) уровня выходного сигнала U_0 , под которым будем понимать напряжение, возникающее между холловскими электродами при отсутствии магнитной индукции. В общем случае в нулевой сигнал преобразователя Холла входят следующие составляющие: напряжение неэквипотенциальности $U_{нэ}$; напряжение термо-э. д. с. $U_{тэ}$; напряжение, обусловленное выпрямляющим действием токовых и холловских электродов U_{ϕ} ; напряжение шумов $U_{ш}$; напряжение $U_{тм}$, вызванное термомагнитными процессами, и, наконец, так называемое напряжение Тауца $U_{т}$, возникающее при наличии поперечного градиента удельного сопротивления в присутствии инжектированных носителей тока:

$$U_0 = U_{нэ} + U_{тэ} + U_{\phi} + U_{ш} + U_{тм} + U_{т}.$$

Напряжения $U_{тм}$ и $U_{т}$ составляют лишь небольшую долю остальных составляющих нулевого сигнала, поэтому ими можно пренебречь.

Напряжение U_{ϕ} оценивается с помощью коэффициента выпрямления k_{ϕ} , под которым понимают отношение постоянной составляющей напряжения к действующему значению переменного напряжения, приложенного к соответствующей паре электродов. Значение k_{ϕ} колеблется от 0,5% для преобразователей Холла из InAs до 0,01% для преобразователей из InSb и HgSe [5].

Напряжение неэквипотенциальности $U_{нэ}$ является следствием асимметрии преобразователя Холла, которая вызвана несимметричным расположением холловских электродов, неравномерной толщиной активной пластины преобразователя и ее неоднородностью. Напряжение неэквипотенциальности количественно оценивается с помощью коэффициента неэквипотенциальности $k_{нэ}$, вычисляемого как отношение напряжения неэквипотенциальности к приложенному напряжению $k_{нэ} = U_{нэ}/U$. При тщательном изготовлении преобразователей Холла $k_{нэ}$ не превышает 0,1 ÷ 0,2%.

Напряжение термо-э. д. с. зависит от типа полупроводника, концентрации носителей заряда и разности температур ΔT_x между холловскими электродами преобразователя $U_{тэ} = \varphi \Delta T_x$. Коэффициент φ для различных полупроводников имеет значение от десятков микровольт до единиц милливольт на градус. Например, для пелегированного InSb $\varphi \approx 200$ мкв на 1°C . У чистого Ge φ достигает 1,2 мкв на 1°C .

Напряжение шума $U_{ш}$ преобразователя Холла складывается из теплового, дробового и избыточного, называемого также в литературе [6] контактным, мерцательным или поверхностной составляющей полупроводникового шума и обусловленного в основном различными явлениями на поверхности полупроводника (туннельный, полевой, каналовой эффекты и т. д.). Основной вклад в общий шум преобразователя Холла вносит избыточный шум, амплитуда которого на 3—4 порядка выше амплитуды тепловых и дробовых шумов.

Помимо перечисленных параметров существенное значение имеют также температурные коэффициенты сопротивления $\alpha = \Delta r_T / r_T \Delta T$, постоянной Холла $\delta_x = \Delta R_x / R_x \Delta t$, подвижности носителей заряда $\delta_u = \Delta u / u \Delta t$ и напряжения неэквипотенциальности $\gamma_{нэ} = \Delta u_{нэ} / \Delta t$. Значения температурных коэффициентов определяют дополнительные температурные погрешности преобразователя и, следовательно, требования, предъявляемые к схемам температурной компенсации.

В основе принципа действия преобразователей магнитосопротивления лежит гальваномагнитное явление, заключающееся в увеличении электрического сопротивления проводников и полупроводников, находящихся в магнитном поле. Относительное изменение удельного сопротивления полупроводников с атомной решеткой и одним знаком носителей заряда, наиболее часто используемое при изготовлении преобразователей магнитосопротивления

$$\Delta \rho / \rho_0 = 9\pi/16 (1 - \pi/4) |uB|^n, \quad (3.4)$$

где $1 \leq n \leq 2$. В слабых магнитных полях при $uB \leq 1$, $n=2$ в более сильных полях при $uB > 1$ n лежит в пределах от 1 до 2. Кроме того, на характер зависимости $\Delta \rho / \rho = f(B)$ существенно влияет форма проводящей пластины.

Конструктивно преобразователи магнитосопротивления чаще всего изготавливаются трех видов: диска Корбино, прямоугольной пластины или меандра. Преобразователь магнитосопротивления в виде диска Корбино (см. рис. 3.1, б) — это плоский полупроводниковый диск с двумя электродами, один из которых припаян (приварен) в центре диска, а другой — по его периметру. Достоинство такой формы в том, что при протекании тока через диск в радиальном направлении эффект Холла практически отсутствует и, следовательно, эффект изменения сопротивления в магнитном поле проявляется наиболее сильно; закон изменения сопротивления в магнитном поле в данном случае носит ярко выраженный квадратичный характер.

У преобразователей магнитосопротивления в виде прямоугольной пластины или меандра (см. рис. 3.1, в) эффект магнитосопротивления проявляется не так сильно, как у дисков Корбино, из-за наличия эффекта Холла. Для его уменьшения на поверхности таких преобразователей наносят поперечные про-

пайки — растры. Достоинство прямоугольных преобразователей и преобразователей в виде меандра — более высокое омическое сопротивление, достигающее сотен и тысяч ом. Кроме того, зависимость $r=f(B)$ для прямоугольных преобразователей носит квадратичный характер только в полях с магнитной индукцией до 0,2—0,3 тл. В более сильных полях зависимость $r=f(B)$ практически приближается к линейной.

Чувствительность S_B преобразователей магнитосопротивления можно получить на основании выражения (3.4), откуда $r=r_0[1+A(uB)^n]$, где r_0 — сопротивление при отсутствии магнитного поля; $A=\frac{9\pi}{16}\left(1-\frac{\pi}{4}\right)$. Дифференцируя последнюю формулу по B , найдем

$$S_B = \partial r / \partial B = nr_0 A u^n B^{n-1}. \quad (3.5)$$

Для дисков Корбино $S_B=2r_0 A u^2 B$. Для преобразователей магнитосопротивления в виде прямоугольной пластины и меандра в области сильных полей

$$S_B = r_0 A u \xi, \quad (3.6)$$

где ξ — коэффициент формы, зависящий от отношения длины магнитосопротивления l к его ширине a . С уменьшением отношения l/a коэффициент формы увеличивается.

Значения чувствительности и относительного изменения сопротивления в магнитном поле колеблются в широких пределах в зависимости от природы и чистоты металла или полупроводника. Наибольшие значения чувствительности и относительного изменения сопротивления в магнитном поле имеют преобразователи из InSb и InAs. Значение $\Delta r/r_0$ для дисков Корбино из InAs достигает 5,5, а для дисков из InSb — 10 при изменении магнитной индукции от 0 до 1 тл.

Порог чувствительности преобразователей магнитосопротивления, ограниченный аддитивным шумом на его выходе, определяется главным образом нескомпенсированным остатком термо-э. д. с. и напряжением шумов, которое имеет те же составляющие, что и напряжение шумов на выходе преобразователя Холла.

Весьма важный параметр преобразователей магнитосопротивления — его температурный коэффициент, который может достигать для легированного InSb 1,1% на 1°С и больше. Температурный коэффициент сопротивления можно значительно снизить легированием полупроводника, а в некоторых случаях приблизить к нулю при комнатной температуре [7].

Более подробно с теорией гальваномангнитных преобразователей и их техническими характеристиками можно ознакомиться в работах [8—11].

3.2. ПОСТРОЕНИЕ ИНТЕГРИРУЮЩЕГО КОНТУРА. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

Как было уже сказано, интегрирующий контур — это совокупность первичных магнитометрических преобразователей, расположенных определенным образом вокруг токопровода, позволяющих практически реализовать зависимость между измеряемым током и магнитодвижущей силой в замкнутом контуре, охватывающем токопровод. Рассмотрим некоторые способы

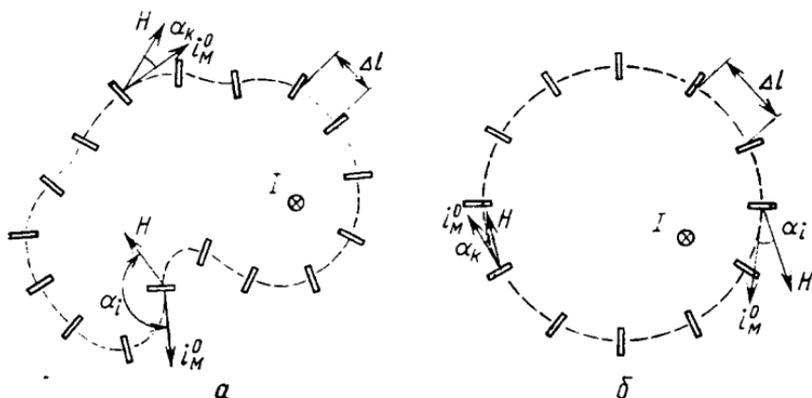


Рис. 3.2. Интегрирующие контуры произвольной формы (а) и правильной формы (б).

построения интегрирующего контура, состоящего из определенного числа гальваномагнитных преобразователей направленного действия (рис. 3.2). Пусть m — число преобразователей; Δl — расстояние между ними; $l = \Delta l m$ — длина интегрирующего контура. Очевидно, закон полного тока в этом случае имеет вид

$$\oint B_0 \cos \alpha dl = \mu_0 I,$$

где α — угол между магнитной осью преобразователя, направление которой совпадает с направлением единичного вектора и вектором B_0 . Приближенно, переходя к конечным приращениям, можно записать:

$$(B_{0_1} \cos \alpha_1 + B_{0_2} \cos \alpha_2 + \dots + B_{0_m} \cos \alpha_m) \Delta l = \mu_0 I. \quad (3.7)$$

Предположим, что гальваномагнитным преобразователем служит преобразователь Холла. При этом возможны два варианта соединения холловских электродов: последовательное и параллельное, причем в каждом случае преобразователи могут питаться и от общего и от гальванически не связанных источников питания.

При параллельном соединении холловских электродов (если чувствительность S_B всех преобразователей Холла одинакова)

напряжение на выходе преобразователя тока, образованного данным интегрирующим контуром,

$$U_{\text{вых}} = \mathcal{E}_{x \text{ ср}} = \frac{\sum_{i=1}^m \mathcal{E}_{xi}}{m} = S_B \frac{B_{01} \cos \alpha_1 + B_{02} \cos \alpha_2 + \dots + B_{0m} \cos \alpha_m}{m}, \quad (3.8)$$

где $\mathcal{E}_{x \text{ ср}}$ — среднее значение э. д. с. Холла. Из выражения (3.7) и (3.8) находим

$$I = U_{\text{вых}} \frac{l}{\mu_0 S_B} = \frac{\sum_{i=1}^m \mathcal{E}_{xi}}{m} \cdot \frac{l}{\mu_0 S_B}.$$

Тогда чувствительность преобразователя тока

$$S_I = \partial U_{\text{вых}} / \partial I = \mu_0 S_B / l. \quad (3.9)$$

При параллельном соединении холловских электродов имеется принципиальная возможность устранения методических погрешностей, связанных с заменой идеального интегрирующего контура реальным, состоящим из конечного числа гальваномангнитных преобразователей. Интегрирующий контур изготавливают в виде сплошного или разъемного полупроводникового кольца, снабженного круговыми замкнутыми токовыми и холловскими электродами (рис. 3.3), что эквивалентно бесконечно большому значению m [12]. Однако следует отметить, что практическое изготовление такого интегрирующего контура сопряжено с трудностями технологического характера.

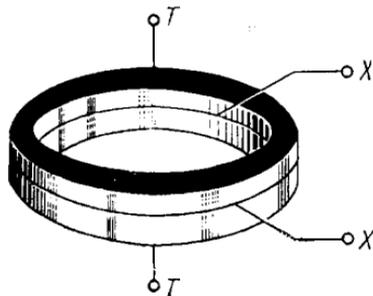


Рис. 3.3. Полупроводниковое кольцо, выполняющее функцию интегрирующего контура (T — токовые электроды, X — холловские электроды).

Если холловские электроды соединены последовательно и питание преобразователей Холла осуществляется от гальванически не связанных источников, то выходное значение преобразователя тока равно не среднему значению э. д. с. Холла, а сумме значений э. д. с. Холла всех преобразователей:

$$U_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^m \mathcal{E}_{xi} = B_{01} \cos \alpha_1 + B_{02} \cos \alpha_2 + \dots + B_{0m} \cos \alpha_m.$$

Учитывая это, аналогичным образом получим

$$I = \frac{U_{\text{вых}}}{m} \cdot \frac{l}{\mu_0 S_B} = \frac{\sum_{i=1}^m \mathcal{E}_{xi}}{\mu_0 S_B}.$$

В данном случае

$$S_I = \partial U_{\text{вых}} / \partial I = \mu_0 m S_B / l. \quad (3.10)$$

Из сопоставления выражений (3.9) и (3.10) видно, что при последовательном соединении холловских электродов чувствительность преобразователя тока в m раз выше, чем при параллельном. Кроме того, значительно снижаются систематические и случайные аддитивные погрешности преобразователя тока. Действительно, если интегрирующий контур состоит из четного числа преобразователей Холла, то, благодаря тому что знак температурного дрейфа напряжения неэквивпотенциальности зависит только от направления тока питания преобразователя I , а знак э. д. с. Холла — от направлений тока и магнитной оси преобразователя по отношению к \mathbf{B}_0 , всегда возможно соединение каждой пары преобразователей таким образом, чтобы э. д. с. Холла этих преобразователей складывалась, а температурный дрейф нулевого сигнала (напряжение неэквивпотенциальности) вычитался. Это достигается изменением направления тока питания преобразователя и одновременно его разворотом на 180° . Таким образом, последовательное соединение холловских электродов преобразователя Холла имеет существенные преимущества по сравнению с параллельным, хотя и не позволяет получить (в пределе) идеального интегрирующего контура. Такое соединение имеет наибольшее практическое применение.

Как уже было сказано, питание преобразователя Холла при любом варианте соединения холловских электродов осуществляется двумя способами: от различных, гальванически не связанных, источников питания и от одного общего источника. Достоинство первого способа состоит в том, что он позволяет, регулируя токи питания холловских преобразователей, уравнивать их чувствительность и тем самым снизить погрешность измерения. Недостаток способа — большое количество независимых источников питания, что намного усложняет схему прибора и его наладку, особенно в тех случаях, когда преобразователи Холла питаются от источников постоянного тока.

При питании преобразователей Холла от одного источника питания схема прибора намного упрощается, однако в этом случае требуется тщательный подбор преобразователей по их идентичности. Кроме того, при последовательном соединении холловских электродов (и питании преобразователей от одного источника питания) суммарная чувствительность m преобразователей Холла к магнитной индукции, создаваемой измеряемым током, практически равна чувствительности одного преобразователя, т. е. во много раз меньше, чем при питании от независимых источников. В связи с этим часто преобразователи Холла питаются от одного источника питания через большие балластные сопротивления, что повышает чувствительность преобразователя тока и уравнивает чувствительности холловских преоб-

разователей (изменяя их токи питания). Однако при этом значительно возрастает потребляемая мощность и снижается к.п.д. измерительного устройства.

Предположим теперь, что интегрирующий контур состоит из m преобразователей магнитосопротивлений, которые выполнены в виде прямоугольников, а измеряемый ток и создаваемое им магнитное поле настолько велики, что соответствуют линейному участку зависимости $r=f(B_0)$. Иначе интегрирование магнитодвижущей силы по замкнутому контуру осуществить невозможно вследствие зависимости чувствительности S_B от B_0 [см. формулу (3.5)], и выходная величина преобразователя тока оказывается зависящей не только от измеряемого тока, но и от его положения по отношению к преобразователю. Выполняя указанные условия и учитывая тот факт, что эффект магнитосопротивления четный, при последовательном соединении магнитосопротивлений выражение для сигнала на выходе преобразователя тока (приращения сопротивления Δr) можно записать следующим образом:

$$\Delta r = \sum_{i=1}^m \Delta r_i = r_0 A \mu \xi \{ | B_{01} \cos \alpha_1 | + | B_{02} \cos \alpha_2 | + \dots + | B_{0m} \cos \alpha_m | \}. \quad (3.11)$$

Как видно из этого выражения, вследствие четности эффекта магнитосопротивления слагаемые $B_{0i} \cos \alpha_i$ в фигурной скобке суммируются без учета знака $\cos \alpha_i$, что в общем случае также исключает возможность интегрирования магнитодвижущей силы по произвольному замкнутому контуру (см. рис. 3.2, а).

В частном случае, если интегрирующий контур правильной формы, т. е. без перегибов [например, окружность (см. рис. 3.2, б)], то угол α между направлениями i_m^0 и B_0 не превышает 90° и, следовательно, $\cos \alpha$ всегда положителен. При этом знаки модуля в выражении (3.11) можно опустить. Тогда, решая совместно (3.7) и (3.11), получим

$$I = \frac{\sum_{i=1}^m \Delta r_i}{m} \cdot \frac{l}{\mu_0 S_B}.$$

Выражение для чувствительности такого преобразователя тока аналогично выражению (3.10) с той лишь разницей, что под значением S_B понимается чувствительность преобразователя магнитосопротивления, определяемая формулой (3.6). Таким образом, преобразователи магнитосопротивления в принципе можно использовать в качестве составных частей интегрирующего контура преобразователя тока, однако область применения таких преобразователей ограничена диапазоном больших значений измеряемой величины.

3.3. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТОКА

Очень часто для увеличения чувствительности преобразователя тока промежутки между отдельными гальваномагнитными преобразователями, составляющие интегральный контур, заполняют материалом с высокой магнитной проницаемостью, образующим магнитную систему преобразователя тока или концентратор магнитного потока.

В предельном случае m гальваномагнитных преобразователей, образующих интегральный контур, можно заменить одним преобразователем, помещенным в зазор концентратора. Предположим, что толщина гальваномагнитных преобразователей настолько мала, а зазоры, в которые они помещены, настолько узки, что их магнитным сопротивлением можно пренебречь по сравнению с магнитным сопротивлением ферромагнетика. Если при этом магнитная проницаемость материала концентратора достаточно велика, то из граничных условий для нормальной составляющей напряженности поля $H_{1n}/H_{2n} = \mu_2/\mu_1$ следует, что составляющей H_{2n} в теле концентратора можно пренебречь, так как его магнитная проницаемость много больше проницаемости воздуха.

Таким образом, независимо от формы концентратора и его положения относительно измеряемого тока напряженность магнитного поля H , магнитная индукция $B = \mu_a H$ и магнитный поток $\Phi = sB$ (s — сечение концентратора, а μ_a — его магнитная проницаемость) в любом участке концентратора имеют практически одинаковое значение.

Необходимость в интегрировании отпадает, и измерение тока можно осуществлять с помощью сравнительно небольшого числа гальваномагнитных преобразователей или даже одного преобразователя, помещенного в зазор концентратора магнитного потока.

Качество магнитной системы преобразователя тока достаточно полно характеризуют четыре величины: магнитная проницаемость тела μ^* ; отклонение от линейной зависимости $B_3 = f(I)$ (B_3 — магнитная индукция в зазоре); остаточная индукция в концентраторе B_r и фазовый сдвиг φ между измеряемым током и индукцией в зазоре (в тех случаях, когда преобразователь используется для измерения переменных токов). Магнитная проницаемость тела концентратора в значительной мере определяет чувствительность преобразователя тока; отклонение от линейной зависимости $B_3 = f(I)$ способствует увеличению мультипликативной погрешности, а остаточная индукция в концентраторе и ее нестабильность служат одним из источников аддитивной погрешности, возникающей в результате нестабильности нулевого сигнала преобразователя тока. Фазовый сдвиг между измеряемым током и индукцией в зазоре приводит

к появлению фазовых искажений и фазовых погрешностей при измерении переменных и импульсных токов.

В зависимости от области применения гальваномангнитного преобразователя тока на первое место выдвигаются те или иные требования к его магнитной системе. Если, например, необхо-

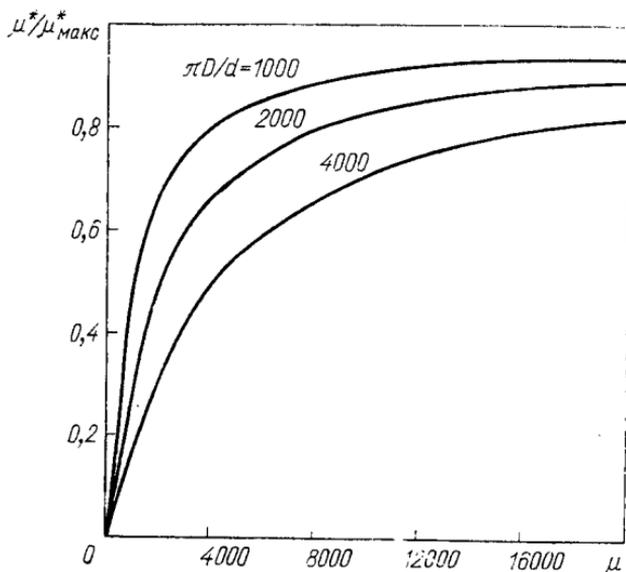


Рис. 3.4. Графики функции $\mu^*/\mu^*_{\text{макс}} = f(\mu)$.

димо достичь максимальной чувствительности при измерении слабых токов, то наибольшее значение приобретает магнитная проницаемость тела концентраторов.

Определим μ^* для тороидального концентратора с малым зазором, когда рассеянием магнитного потока можно пренебречь. Для этого выразим магнитное сопротивление концентратора через сопротивление его участков

$$R_M = R_{M(l-d)} + R_{Md}$$

или

$$\frac{1}{\mu^*} \cdot \frac{\pi D}{s} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{l-d}{s} + \frac{d}{s}, \quad (3.12)$$

где $R_{M(l-d)}$ — магнитное сопротивление стали и R_{Md} — магнитное сопротивление воздушного зазора. Из выражения (3.12), приняв $(l-d) \approx \pi D$, найдем

$$\mu^* = 1/(1/\mu + d/\pi D). \quad (3.13)$$

При $\mu \rightarrow \infty$ $\mu^*_{\text{макс}} = \pi D/d$, поэтому максимальное значение μ^* по существу определяется только соотношением геометрических размеров концентратора. На рис. 3.4 показано семейство кривых $\mu^*/\mu^*_{\text{макс}} = f(\mu)$, где отношение $\pi D/d$ взято в качестве

параметра. Пользуясь этими кривыми, можно определить минимальное μ , при котором $\mu^*/\mu^*_{\text{макс}}$ составит желаемое значение. Например, при $D=100$ мм и $d=0,1$ мм, полагая $\mu^*=0,9\mu^*_{\text{макс}}$, найдем $\mu \geq 8000$. Выбор материала с более высокой магнитной проницаемостью малоэффективен, так как не обеспечивает заметного увеличения проницаемости тела концентратора.

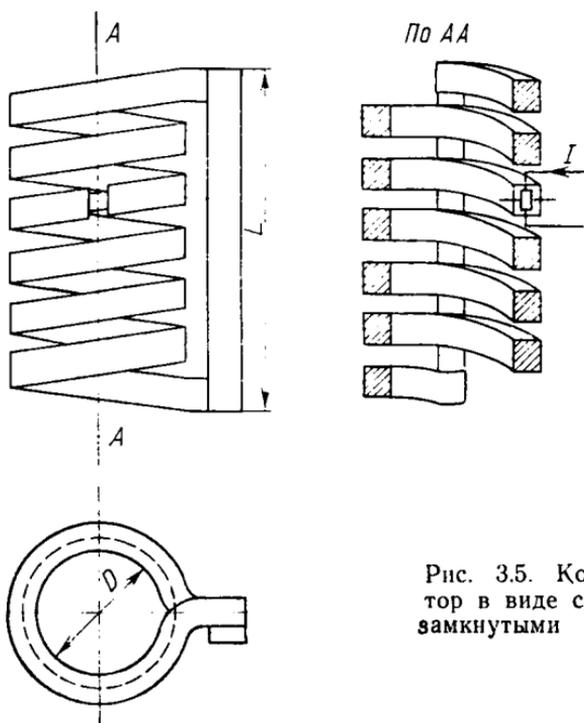


Рис. 3.5. Концентратор в виде спирали с замкнутыми концами.

Увеличения μ^* тороидального концентратора в принципе можно достичь также изменением отношения $\pi D/d$ (при условии, что μ выбрано достаточно большим). Но ширина зазора d зависит от толщины гальваномангнитного преобразователя, увеличение же диаметра концентратора D не увеличивает чувствительность, так как при этом соответственно уменьшается индукция, определяемая напряженностью поля, создаваемого измеряемым током. Учитывая это, была предложена конструкция концентратора в виде спирали с замкнутыми концами [13, 14] (рис. 3.5). Прделав те же преобразования, что и при выводе выражения (3.13), можно определить магнитную проницаемость тела концентратора, имеющего n витков. Если при этом пренебречь магнитным сопротивлением замыкающей L по сравнению с магнитным сопротивлением спирали и зазоров, то

$$\mu^* = 1/[1/\mu + d/(n\pi D)].$$

При $\mu \rightarrow \infty$ $\mu^*_{\text{макс}} = n\pi D/d$, т. е. при очень большой магнитной проницаемости вещества μ (что, например, выполняется при изготовлении концентратора из пермаллоя), μ^* спирального концентратора в n раз больше μ^* обычного тороидального концентратора. Увеличение μ^* (при $\mu \rightarrow \infty$) происходит в результате увеличения отношения длины стали к длине воздушного зазора. Например, магнитная проницаемость тела спирального концентратора, выполненного из пермаллового прутка сечением 8×4 мм, внутренним диаметром 40 мм, числом витков 8 и суммарным воздушным зазором около 0,1 мм, достигает 8000.

Если преобразователь предназначен для измерения сильных токов, то магнитная проницаемость тела концентратора, как правило, решающего значения не имеет. Наибольшее значение приобретает отклонение от линейности зависимости $B_3 = f(I)$, связанное с постепенным насыщением ферромагнетика.

Неравномерное насыщение концентратора из-за неравномерного потока рассеяния вдоль его периметра служит одним из основных факторов, увеличивающих нелинейность зависимости $B_3 = f(I)$, вследствие чего снижается точность измерения. Например, из рис. 3.6, а, изображающего тороидальный концентратор с одним зазором, видно, что насыщение вначале произойдет в средней части концентратора, где поток рассеяния меньше. При этом индукция в зазоре может так и не достичь своего максимального значения, определяемого индукцией насыщения материала концентратора. Для получения равномерного насыщения необходимо создать переменное сечение концентратора, уменьшающееся по направлению к зазору, для чего практически достаточно выполнить один или два скоса (см. рис. 3.6, б).

Если концентратор изготовлен из тороида, для навивки которого использовалась лента, обладающая направленными свойствами, то выполнение скосов может оказаться затруднительным. В этом случае целесообразно использовать конструкцию концентратора, изображенную на рис. 3.6, в. Два тороидальных сегмента 1 уложены в кожух 2, сделанный из ферромагнитного материала и снабженный скосами.

Один из методов повышения линейности зависимости $B_3 = f(I)$ — использование магнитных шунтов [15], позволяющих перераспределять магнитный поток в области насыщения и этим компенсировать уменьшение магнитной индукции в зазоре. Возможный вариант магнитной системы преобразователя тока, снабженной магнитным шунтом, изображен на рис. 3.6, г. По мере увеличения намагничивающей силы вначале происходит насыщение шунта, которое и приводит к тому, что большая часть магнитного потока начинает ответвляться в зазор с преобразователем Холла и этим компенсировать уменьшение B_3 , обусловленное насыщением концентратора. Для того чтобы магнитный шунт насыщался раньше, чем основная масса концентратора, сечение его должно быть значительно меньше сечения

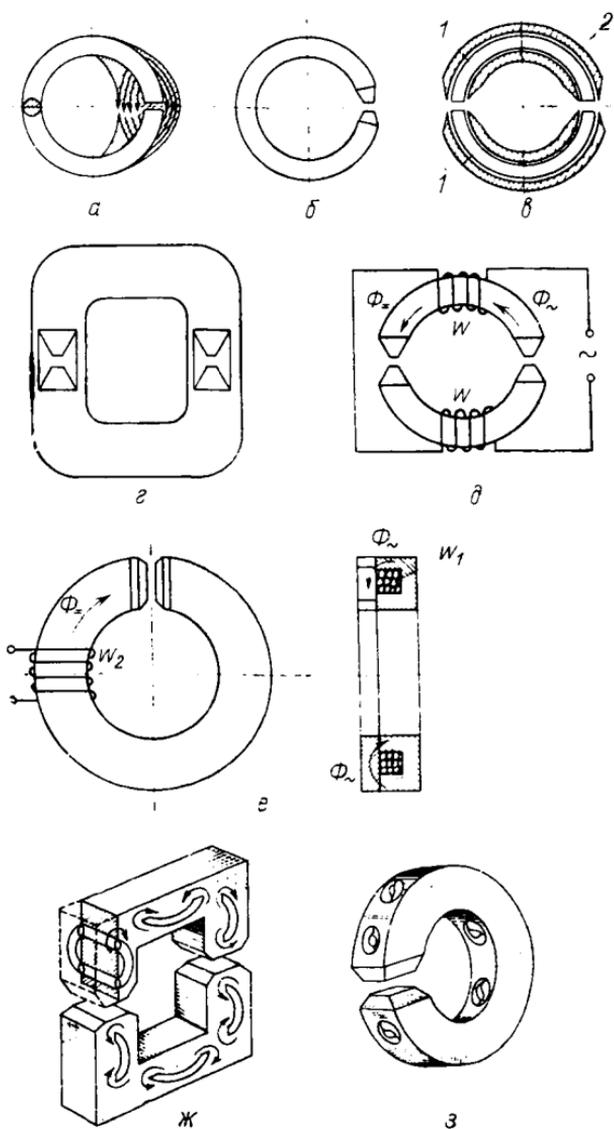


Рис. 3.6. Магнитные системы гальваномагнитных преобразователей тока. Конструкции концентраторов:

a — тороидальный; *б* — тороидальный со скошенными полюсами; *в* — тороидальный, изготовленный из ленты, уложенной в кожу из ферромагнитного материала; *г* — с магнитными шунтами; *д, е, ж, з* — снабженные размагничивающими обмотками.

концентратора. Иногда целесообразно изготовлять шунт из материала с более низкой индукцией насыщения.

Остаточная индукция в концентраторе — один из тех параметров, который в значительной мере определяет погрешность преобразователей сильных и слабых токов. Особенно большое значение гистерезисные явления в концентраторе приобретают при широком диапазоне измеряемой величины, а также если преобразователь тока оказывается под действием (пусть очень кратковременным) постоянных магнитных полей, соизмеримых с полем, создаваемым измеряемым током.

Для снижения остаточной индукции концентратор изготовляют из магнитомягких материалов: пермаллоя 79НМ, 79НМА и т. д. (если преобразователь предназначен для измерения слабых токов) — или электротехнических сталей, стали армко (если преобразователь предназначен для измерения сильных токов). Снижения остаточной индукции в концентраторе можно достичь также увеличением воздушных зазоров и, следовательно, размагничивающего фактора, однако это всегда снижает чувствительность преобразователя тока, что в некоторых случаях нежелательно.

Наиболее эффективный способ, позволяющий значительно уменьшить или даже полностью уничтожить нежелательные гистерезисные явления в концентраторе, состоит в непрерывном его перемагничивании с помощью вспомогательного переменного поля. В простейшем случае перемагничивание концентратора можно осуществить с помощью обмотки ω , намотанной на концентратор (см. рис. 3.6, д). Механизм сужения гистерезисной петли и уменьшения остаточной индукции в результате одновременного намагничивания ферромагнетика постоянным и переменным полями хорошо изучен*.

Несмотря на кажущуюся простоту, конструкция магнитной системы преобразователя тока, изображенная на рис. 3.6, д, обычно на практике не применяется из-за существенных недостатков. Прежде всего следует отметить, что направление вспомогательного магнитного поля совпадает (или противоположно) с направлением постоянного поля и на выходе преобразователя кроме полезного сигнала присутствует э. д. с., обусловленная действием переменного поля. Значение этой э. д. с. может на много превышать значение э. д. с. полезного сигнала, что создает неблагоприятные условия для работы последующих усилительно-измерительных устройств. Кроме того, в результате выпрямляющего действия холловских электродов возникающая под действием его э. д. с. может содержать постоянную состав-

* Сужение гистерезисной петли, определяемой в постоянном магнитном поле, при наличии переменной составляющей магнитной индукции не означает, что суммарные потери на гистерезис уменьшаются. Напротив, эти потери могут даже возрасти, но они покрываются главным образом за счет энергии, поступающей от источника переменного тока.

ляющую, что вносит дополнительную аддитивную погрешность в результат измерения.

На рис. 3.6, *e* изображена конструкция магнитной системы преобразователя тока, наиболее свободная от перечисленных недостатков. Здесь концентратор размагничивается с помощью переменного поля, направление которого перпендикулярно направлению поля, создаваемого измеряемым током. Для этого внутри концентратора уложена обмотка ω_1 , соединенная с источником переменного тока. Если плоскость пластины холловского преобразователя перпендикулярна осевой линии концентратора, то вектор магнитной индукции размагничивающего переменного поля лежит в этой плоскости, а э. д. с., обусловленная размагничивающим полем, равна нулю. В реальной конструкции из-за допущенных неточностей при изготовлении магнитной системы и установке преобразователя Холла в зазоре концентратора всегда часть переменного потока пронизывает пластину холловского преобразователя. Компенсировать его можно с помощью другой вспомогательной обмотки ω_2 , намотанной на концентратор и питаемой от того же источника переменного тока (при необходимости через фазовращающие цепи).

Кроме рассмотренных существуют также другие конструкции магнитных систем преобразователей тока, позволяющие производить их размагничивание. Например, в работе [15] предложены две конструкции концентраторов, содержащих размагничивающие обмотки (см. рис. 3.6, *ж, з*). Как видно из рисунка, в первом случае размагничивающая обмотка уложена в специальных пазах, а отдельные катушки соединены между собой таким образом, чтобы магнитные потоки, возникающие между пазами (на рис. 3.6, *ж* они показаны стрелками), чередовались по направлению. Несколько иная конструкция размагничивающей обмотки приведена на рис. 3.6, *з*. Концентратор изготовлен из диаметрально разрезанного тороида, на боковых поверхностях которого выточены пазы, куда уложена размагничивающая обмотка.

При бесконтактном измерении переменных токов, особенно когда необходимо их осциллографирование [16, 18], большое значение приобретает фазовый сдвиг, создаваемый концентратором между измеряемым током и индукцией в зазоре. Если концентратор собран без стыков и переплетов, а магнитная индукция примерно одинакова по всем сечениям, то фазовый сдвиг ψ можно определить по формуле

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{p/q}{1 + (\mu/\eta) \sqrt{(p/q)^2 + 1}} = \frac{\operatorname{tg} \psi}{1 + (\mu/\eta) \sqrt{\operatorname{tg}^2 \psi + 1}},$$

где ψ — угол потерь в стали, тангенс которого равен отношению удельных потерь p к удельной намагничивающей мощности q ; η — отношение длины l средней линии магнитного потока в стали к ширине воздушного зазора d .

В табл. 1 приведены экспериментальные значения μ и $\operatorname{tg} \varphi$ для некоторых ферромагнитных сплавов и ферритов, используемых для изготовления концентраторов магнитного потока (по

Таблица 1

Фазовый сдвиг между измеряемым током и индукцией в зазорах концентраторов, выполненных из различных ферромагнитных материалов

Марка материала	Толщина проката, мм	Относительная амплитудная магнитная проницаемость при $f = 100$ кГц и $H = 8$ а/м (0,1 э)	Тангенс угла погерь при $f = 100$ кГц и $H = 8$ а/м (0,1 э)	φ , град		
				$\eta = 3000$	$\eta = 300$	$\eta = 30$
77НМД	0,003	8 800	1,0	11° 0'	1° 21'	0° 8'
79НМ	0,01	12 000	0,93	8° 10'	0° 57'	0° 6'
50НХС	0,05	2 600	0,92	22° 53'	4° 7'	0° 26'
79НМА	0,003	17 000	0,87	5° 51'	0° 40'	0° 4'
79НМ	0,003	9 300	0,51	6° 31'	0° 49'	0° 5'
50Н	0,05	820	0,5	20° 57'	7° 1'	0° 54'
50НХС	0,01	1 600	0,37	13° 17'	3° 11'	0° 22'
50Н	0,02	1 300	0,32	12° 24'	3 18'	0° 24'
50Н	0,01	1 400	0,22	8° 28'	2° 11'	0° 15'
47НК	0,02	1 100	0,14	5° 50'	1° 42'	0° 13'
Ферриты						
4000НМ	—	4 700	0,24	5° 15'	0° 48'	0° 5'
2000НМ	—	2 400	0,09	2° 52'	0° 34'	0° 4'
1500НМ	—	1 570	0,06	2° 15'	0° 33'	0° 4'
1000НМ	—	1 050	0,03	1 16'	0° 23'	0° 3'

данным Е. Т. Чернышева, Н. Г. Чернышевой, Е. Н. Чечуриной и И. А. Орловой, ВНИИМ им. Д. И. Менделеева). Указанные значения определены при $H = 8$ а/м и частоте $f = 100$ кГц. В этой же таблице показаны соответствующие значения угла фазового сдвига φ , рассчитанные при различных η . Анализируя приведенные данные, можно сделать следующие выводы: а) концентраторы, изготовленные из материалов, обладающих наиболее высокой магнитной проницаемостью (пермаллоев), вносят наибольший фазовый сдвиг, поэтому их можно применять в преобразователях постоянных и медленно меняющихся токов; б) наименьший фазовый сдвиг вносят концентраторы, сделанные из ферритов. Их можно использовать при изготовлении преобразователей, предназначенных для измерения и осциллографирования относительно слабых переменных, и в том числе импульсных токов; в) при производстве преобразователей сильных переменных токов применение указанных в табл. 1 сплавов и ферритов для изготовления концентраторов невозможно из-за их чрезмерного разогрева под действием токов Фуко. Специальные высокочастотные ферриты марок ХМ-3, НМ-2, М-50 и т. д. также не применяются вследствие их низкой индукции насыщения и маг-

нитной проницаемости. В этом случае наиболее рационально построение гальваномагнитного преобразователя тока в виде интегрирующего контура, не содержащего магнитной системы. Иногда преобразователь тока выполняют в виде одного первичного гальваномагнитного преобразователя, закрепленного на определенном расстоянии от проводника с измеряемым током.

3.4. СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Подмагничивание концентратора. Один из возможных способов повышения чувствительности гальваномагнитных преобразователей слабых токов — подмагничивание концентратора. Как известно, начальная магнитная проницаемость ферромагнетиков μ_n , соответствующая малым значениям напряженности магнитного поля, намного меньше их максимальной проницаемости $\mu_{\text{макс}}$. Так, например, μ_n пермаллоя марки 79НМА, часто используемого для изготовления концентраторов преобразователей слабых токов, имеет значение порядка 20 000, в то время как $\mu_{\text{макс}}$ достигает 300 000 и более. Вполне понятно, что подмагничивание концентратора постоянным током может приводить к увеличению магнитной проницаемости его тела μ^* и, следовательно, увеличению чувствительности всего преобразователя.

Увеличения магнитной проницаемости вещества концентратора можно достичь при его подмагничивании и переменным током. Из рис. 3.7 видно, что наложение переменного поля на постоянное (подразумевается, что измеряемый ток постояен) в начальном участке основной кривой намагничивания увеличивает постоянную составляющую магнитной индукции B_0 до значения B_0' и, следовательно, увеличивает магнитную проницаемость $\mu = B_0/H_0$ для постоянного поля*.

Рассмотрим практическую сторону рассматриваемого способа увеличения чувствительности гальваномагнитного преобразователя тока. Прежде всего следует отметить, что подмагничивание концентратора и увеличение магнитной проницаемости вещества, из которого он выполнен, вообще имеет смысл только

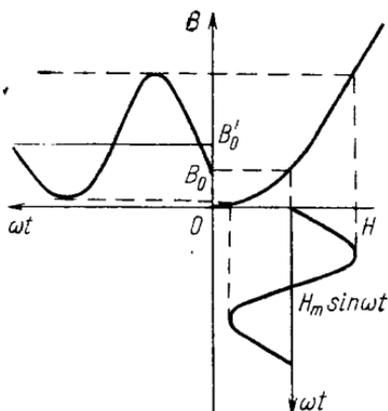


Рис. 3.7. К увеличению магнитной проницаемости вещества концентратора при одновременном намагничивании его постоянным и переменным полями.

* В области сильных полей при насыщении ферромагнетика наложение переменного поля приводит не к увеличению, а к уменьшению μ .

при достаточно больших отношениях длины стали к длине воздушного зазора. Например, заметное увеличение μ^* при увеличении μ даже в пределах от 2000 до 20 000 наступает для тороидального концентратора лишь при $\pi D/d > 4000$ (см. рис. 3.4).

Разберем конкретный пример. Предположим, что концентратор преобразователя, предназначенного для измерения постоянного тока 0,1 а, подмагничивается с помощью постоянного поля, создающего магнитную индукцию внутри концентратора, равную 0,1 тл. Концентратор диаметром 4 см выполнен из феррита марки 6000НМ. Если суммарная ширина зазора, в который помещены два холловских преобразователя, $d \approx 0,3$ мм, то $\pi D/d = 4000$ и (см. рис. 3.4) при отсутствии подмагничивания $\mu^* = 2400$. При подмагничивании магнитная проницаемость вещества концентратора достигает $\mu_{\text{макс}} = 11\,000$, и μ^* возрастает до 2880. Напряженность магнитного поля на расстоянии 2 см от проводника с измеряемым током (или пучка заряженных частиц), положение которого совпадает с геометрическим центром концентратора, $H = I/2\pi r = 0,1/4\pi = 0,008$ а/см, а магнитная индукция внутри концентратора, создаваемая этим током, $B = \mu_0 \mu^* H = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 2880 \cdot 0,8 = 0,0028$ тл. Для того чтобы аддитивная погрешность преобразования, обусловленная нестабильностью подмагничивающего поля, не превышала 1% измеряемой величины (т. е. $28 \cdot 10^{-6}$ тл), отклонение подмагничивающего поля от заданного значения не должно превышать 0,028%. Вполне понятно, что создание такой стабильной индукции в концентраторе — задача технически сложная. В то же время увеличение чувствительности преобразователя вследствие увеличения μ^* весьма невелико и составляет всего 20% от первоначального значения. Если концентратор изготовлен из пермаллоя, имеющего большую начальную проницаемость, то влияние подмагничивания постоянным полем сказывается еще меньше.

При подмагничивании концентратора не постоянным, а переменным полем нестабильность его магнитной индукции практически не влияет на аддитивную погрешность преобразования, однако μ^* увеличивается еще меньше. Кроме того, выпрямляющее действие холловских электродов, коэффициент выпрямления которых колеблется от 0,01 до 0,5% (см. разд. 3.1), приводит к появлению на выходе преобразователя тока значительной паразитной э. д. с. пропорциональной подмагничивающему полю и служащей источником аддитивной погрешности.

Таким образом, хотя подмагничивание концентратора холловского преобразователя тока и несколько увеличивает чувствительность, однако это почти всегда сопровождается резким увеличением аддитивной погрешности и поэтому малоэффективно. На практике подмагничивание концентратора применяется только в тех случаях, когда первичным преобразователем служит магнитосопротивление, а не преобразователь Холла. Как уже было сказано в разд. 3.1, градуировочная кривая маг-

нитосопротивления имеет квадратичный характер в полях до 0,2—0,3 тл, а затем становится практически линейной (для прямоугольных магнитосопротивлений или магнитосопротивлений в форме меандра). При этом условии подмагничивание концентратора позволяет вывести рабочую точку магнитосопротивления на линейный участок градуировочной кривой и тем самым увеличить чувствительность преобразователя в десятки и сотни раз.

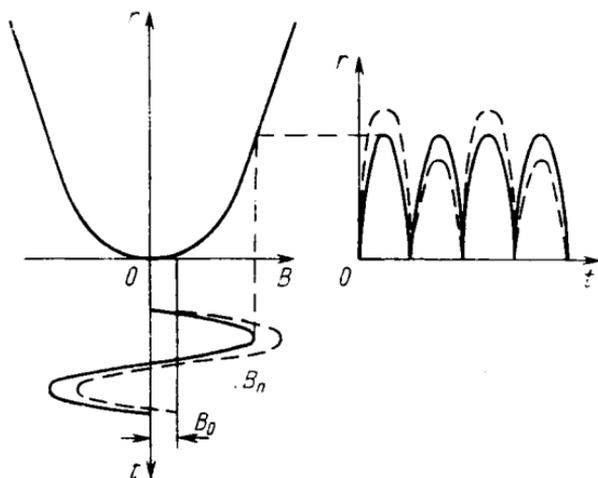


Рис. 3.8. Изменение во времени выходного значения магнитосопротивления преобразователя при одновременном подмагничивании концентратора постоянным и переменным полями.

В работе [19] предлагается подмагничивать концентратор переменным полем с частотой, например, 50 гц. При этом стабильность подмагничивающего поля при определенных условиях не сказывается на аддитивной погрешности. Для пояснения сказанного рассмотрим рис. 3.8, где изображена зависимость $r=f(B)$ при изменении магнитной индукции от $-B$ до $+B$ и показаны временные зависимости подмагничивающего поля $B_n = B_{nm} \sin \omega t$ и $r(t)$. Из рисунка видно, что при наличии только переменного подмагничивающего поля и отсутствии постоянного поля магнитосопротивление изменяется с частотой 2ω (из-за четности эффекта магнитосопротивления). При наличии постоянной составляющей магнитной индукции B , создаваемой измеряемым током, наряду с составляющей сопротивления с частотой 2ω появляется составляющая, имеющая частоту ω и амплитуду, пропорциональную B . Выходным значением преобразователя магнитосопротивления в итоге всегда служит напряжение. Таким образом, выделив с помощью частотоизбирательных цепей составляющую напряжения с частотой ω , можно определить измеряемый ток.

При измерении с помощью магниторезистивных преобразователей переменных токов подмагничивать концентратор целесообразно постоянным полем, стабильность которого, как и в случае, рассмотренном выше, не будет сказываться на аддитивной погрешности преобразователя.

Применение обратных связей. Для повышения чувствительности гальваномагнитных преобразователей тока можно также использовать глубокие положительные обратные связи. Чувствительность преобразователя, охваченного такой связью, определяется известным выражением

$$S_I = S_{I0}/(1 - S_{I0}\beta), \quad (3.14)$$

где S_{I0} — чувствительность преобразователя без обратной связи, β — коэффициент обратной связи.

Вопрос о применении положительных обратных связей в магнитометрической аппаратуре, основанной на эффекте Холла, неоднократно обсуждался в литературе. Так, например, в приборе для измерения магнитной индукции постоянных полей с преобразователем Холла, помещенным в линейный концентратор и питаемым от источника переменного тока, обратная связь осуществлялась следующим образом: э. д. с. Холла усиливалась и выпрямлялась с помощью фазочувствительного выпрямителя, выход которого был соединен с обмоткой обратной связи, намотанной на концентратор [20]. Известны также исследования аналогичной схемы [21] для измерения постоянных полей, в которой преобразователь Холла питается от источника постоянного тока, а усиление холловской э. д. с. осуществляется с помощью усилителя постоянного тока.

Здесь уместно отметить, что увеличение чувствительности магнитометрического прибора далеко не всегда сопровождается снижением его порога чувствительности. В частности, в холловских магнитометрических приборах введение усилителя постоянного тока в цепь положительной обратной связи для снижения порога чувствительности нецелесообразно. Это вытекает из того, что температурный и временной дрейфы нулевого сигнала усилителей постоянного тока, как правило, заметно превышают соответствующие параметры преобразователя Холла.

С разработкой высокочувствительных преобразователей Холла из InSb, обладающих к тому же низким выходным сопротивлением, появилась возможность создания глубоких обратных связей и без усилителя в петле обратной связи [22]. При этом наиболее глубокую положительную обратную связь можно создать именно в преобразователях тока, обладающих наиболее высоким коэффициентом передачи.

На рис. 3.9, а показана принципиальная схема преобразователя, предназначенного для измерения слабых постоянных токов (например, токов пучков заряженных частиц в ускорителе). Преобразователь Холла помещен в зазор тороидального concentra-

тора. Холловские электроды преобразователя через сопротивление R соединены с обмоткой обратной связи ω , имеющей индуктивность L и распределенную межвитковую емкость C . Структурная схема преобразователя тока приведена на рис. 3.9, б.

Уравнения отдельных звеньев имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} e_x &= S_B B; \\ B &= \mu^* B_0 = \mu_0 \mu^* \omega i / l; \\ RLC \frac{d^2 i}{dt^2} + L \frac{di}{dt} + iR &= e_x, \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

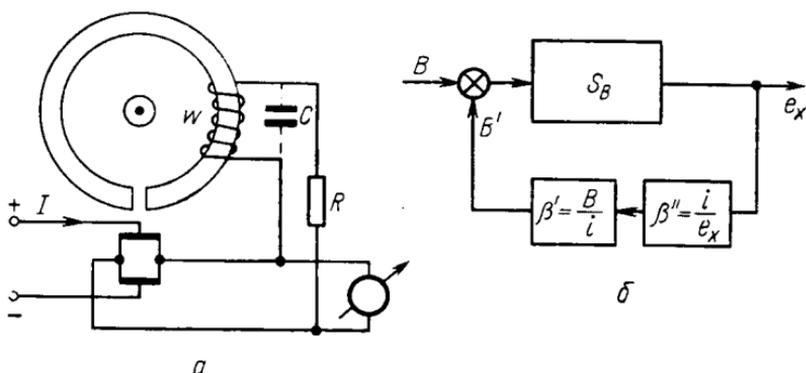


Рис. 3.9. Принципиальная (а) и структурная (б) схемы преобразователя тока, охваченного положительной обратной связью.

где $S_B = R_x I / d$; l — длина средней линии концентратора; ω — число витков обмотки обратной связи.

Решая систему (3.15), находим уравнение замкнутой системы

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{1}{T_1} \frac{di}{dt} + \frac{1}{T_1 T_2} (1 - S_B \beta) i = 0. \quad (3.16)$$

Здесь: $T_1 = RC$; $T_2 = L/R$; $\beta = \omega \mu^* \mu_0 / Rl$.

Уравнение (3.16) — дифференциальное уравнение звена второго порядка $\ddot{x} + 2b\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$, причем $b^2 = 1/4T_1^2 > \omega_0^2 = 1/(T_1 T_2) (1 - S_B \beta)$, так как $T_1 \ll T_2$, и переходный процесс носит аперiodический характер.

Практический интерес имеет определение максимального значения S_B , при котором можно достичь сохранения устойчивости преобразователя. Очевидно, оно зависит от температурного диапазона и стабильности элементов, входящих в замкнутый контур. Во всем интервале температур необходимо выполнить условие $S_B \beta (1 + \alpha_{s\beta} \Delta T) < 1$, где $\alpha_{s\beta}$ — относительное изменение глубины обратной связи с температурой. Выражение для

$\alpha_{S\beta}$ можно получить после логарифмирования и последующего дифференцирования развернутого выражения для

$$S_D \beta = \frac{R_x}{d} I \frac{\mu^* \mu_0 \omega}{lR};$$

$$\alpha_{S\beta} = \frac{\Delta R_x}{R_x} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta \mu^*}{\mu^*} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta l}{l}.$$

При использовании преобразователя Холла из InSb с концентрацией носителей заряда $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^3$, обеспечившей высокую стабильность постоянной Холла, и при жесткой стабилизации I удалось осуществить $S_D \beta = 0,9$, что увеличило чувствительность в 10 раз. Преобразователь Холла, концентратор и обмотка связи имели следующие параметры: размер активной пластины преобразователя $4 \times 2 \times 0,02 \text{ мм}$, чувствительность 1 в/тл ; внешний диаметр концентратора, изготовленного из феррита марки 6000НМ, 100 мм , внутренний диаметр 80 мм ; число витков обмотки обратной связи $\omega = 4000$, сопротивление обмотки 45 ом .

Увеличение чувствительности в результате введения положительной обратной связи сопровождается соответствующим увеличением температурной нестабильности чувствительности. Эту нестабильность можно значительно уменьшить при использовании температурнозависимой обратной связи. В этом случае в качестве сопротивления R целесообразно применить термистор.

Интенсивное охлаждение. Радикальный способ повышения чувствительности гальваномагнитного преобразователя тока состоит в увеличении его тока питания в результате увеличения допустимой рассеиваемой мощности и улучшения условий теплоотвода. Чаще всего своеобразным радиатором служит концентратор магнитного потока, находящийся в хорошем тепловом контакте с активной пластиной гальваномагнитного преобразователя. Иногда преобразователь тока или его часть погружается в трансформаторное масло, при этом не только улучшается условие теплоотвода, но и уменьшаются температурные градиенты вдоль активных пластин, что снижает термо-э. д. с. Так, например, погружение преобразователя тока, описанного в работе [16], в трансформаторное масло увеличило ток питания преобразователей Холла и, следовательно, чувствительность всего преобразователя тока примерно в 10 раз.

Еще больше можно увеличить чувствительность интенсивным охлаждением преобразователя тока, например с помощью жидкого азота. Как известно, у полупроводниковых материалов, из которых изготавливают преобразователи Холла и магнитосопротивления, наблюдается при этом значительный рост постоянной Холла R_x (из-за уменьшения концентрации носителей заряда n) и подвижности носителей заряда u . В связи с этим увеличение постоянной Холла $R_x = 1/(e_0 n)$ значительно превосходит увеличение удельного сопротивления $\rho = 1/(e_0 n u)$, так что выигрыш в

чувствительности получается даже при неизменной рассеиваемой мощности преобразователя (определяющей совместно с его сопротивлением допустимый ток). В обширной литературе [23—25] приведены параметры охлажденных преобразователей Холла из InSb и InAs, использованных для измерения магнитной индукции, из которых следует, что при одновременном интенсивном охлаждении преобразователя и увеличении рассеиваемой мощности чувствительность измерительных устройств можно увеличить в сотни раз.

При конструировании охлаждаемых гальваномагнитных преобразователей тока особенно внимательно следует выбирать материал подложки преобразователей Холла или магнитосопротивления; коэффициент линейного расширения ее должен быть близок к коэффициенту линейного расширения полупроводника, использованного при изготовлении активной пластины преобразователя. Так, например, для преобразователей Холла из InSb в качестве материала подложки можно рекомендовать ультрафарфор, молибден или пластинки InSb. Чтобы уменьшить влияние резких колебаний температуры, преобразователь тока можно поместить в защитный кожух, выполненный из теплоизолирующего материала.

3.5. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ И СПОСОБЫ ИХ МИНИМИЗАЦИИ

Как было уже показано в разд. 2.5, методические погрешности преобразования возникают в результате замены идеального интегрирующего контура реальным преобразователем — интегрирующим контуром, составленным из конечного числа магнитометрических преобразователей и выполняющим операцию интегрирования приближенно. Формула, определяющая погрешность из-за смещения проводника с током или пучка заряженных частиц от положения, соответствующего геометрическому центру преобразователя, одинаково справедлива для индукционных и гальваномагнитных интегральных преобразователей тока. Экспериментальное подтверждение этой формуле можно найти в работе [12], где приведено семейство кривых (рис. 3.10), отображающих зависимость выходного значения преобразователя тока от его положения относительно токопровода при различном числе преобразователей Холла, образующих интегрирующий контур.

Кривые снимались следующим образом: контур располагался в плоскости, перпендикулярной проводнику с током, и перемещался в этой плоскости вдоль диаметра, проведенного через один из холловских преобразователей. По оси абсцисс отложены значения d/D , где D — диаметр концентратора, а d — удвоенное расстояние от центра контура до проводника; по оси ординат — отношения среднего арифметического э. д. с. Холла всех первичных преобразователей к этой же э. д. с. при центральном поло-

жении проводника с током $\mathcal{E}_{хсп}/\mathcal{E}_{хсп}^0$. Диаметр провода составлял около 5% D .

Если учесть, что при работе с переносными приборами типа клещей положение проводника с током по отношению к преобразователю ничем не фиксируется и его смещение от геометрического центра интегрального преобразователя может достигать

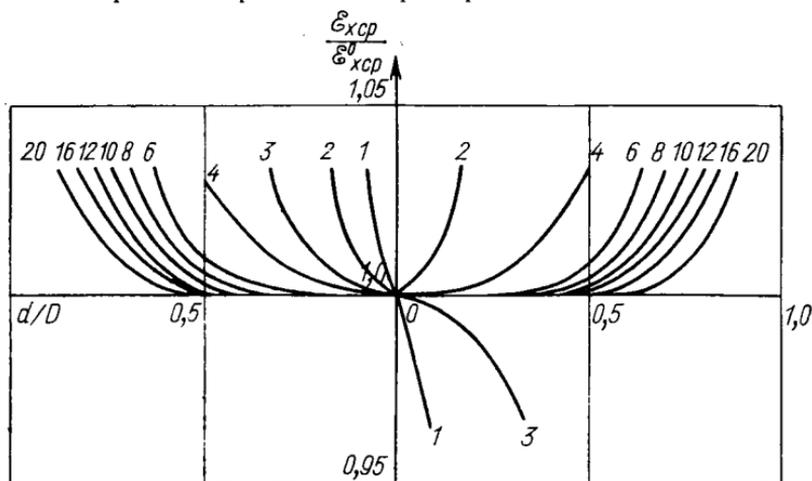


Рис. 3.10. Зависимость выходной величины преобразователя тока от его положения относительно токопровода при различном числе преобразователей Холла, образующих интегрирующий контур.

0,25 D и больше (что соответствует $d/D=0,5$), то при конструировании таких преобразователей тока число холловских преобразователей следует выбирать не менее восьми. Как видно из рис. 3.10, в этом случае погрешность не превышает 0,2—0,3%, что находится в хорошем соответствии с погрешностью, рассчитанной по формуле, приведенной в разд. 2.5.

У преобразователей тока, имеющих концентратор магнитного потока, погрешность, обусловленная смещением тока по отношению к геометрическому центру преобразователя, намного меньше (при том же числе гальваномагнитных преобразователей). На рис. 3.11 показаны результаты определения погрешности измерения тока при смещении проводника внутри концентратора по радиусу r при $\varphi=\text{const}$ (см. рис. 3.11, а) и по азимуту φ при $r=\text{const}$ (см. рис. 3.11, б). При проведении экспериментов был использован концентратор, изготовленный из ферритового кольца марки 6000НМ и имеющий внутренний диаметр 80 мм [26]. В зазоры концентратора помещались преобразователи Холла на ферритовых подложках, так что суммарная ширина немагнитного зазора лежала в пределах от 0,02 до 0,08 мм в зависимости от числа гальваномагнитных преобразователей. Кривые а соответствуют случаю, когда концентратор имеет

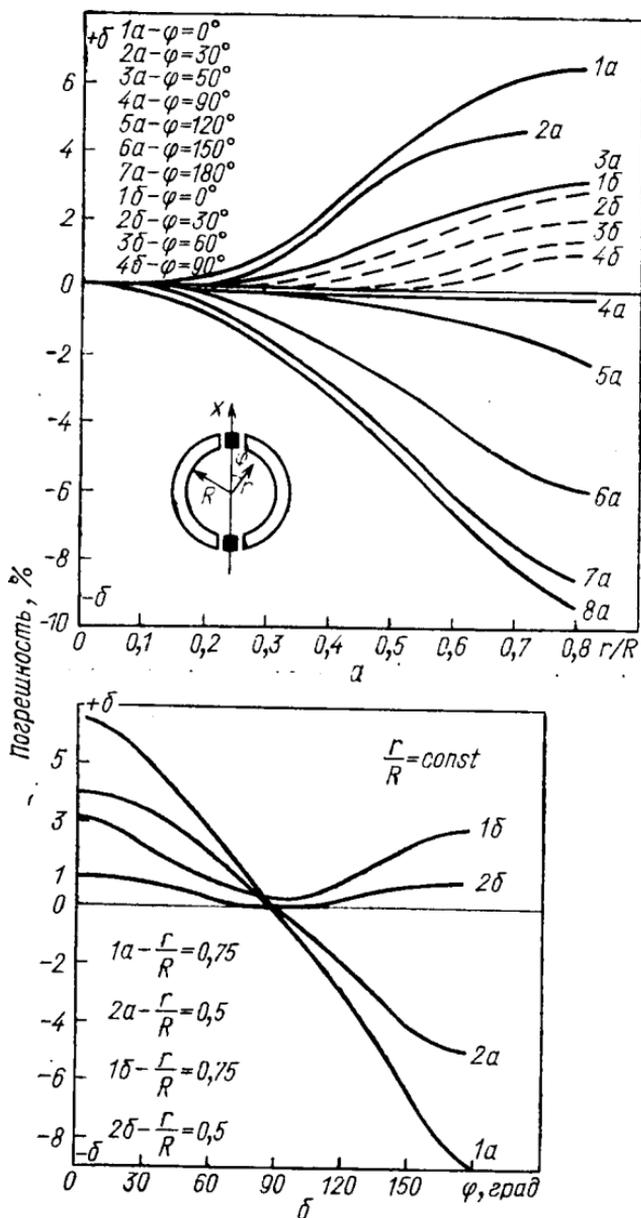


Рис. 3.11. Погрешность измерения тока при смещении проводника внутри концентратора по радиусу r при $\varphi = \text{const}$ и по азимуту φ при $r = \text{const}$.

только один зазор с преобразователем Холла. Как видно из рисунка, в самом неблагоприятном случае — при смещении проводника в плоскости расположения преобразователя Холла — погрешность достигает 10%. При наличии двух зазоров и двух холловских преобразователей, расположенных диаметрально (кривые б), максимальная погрешность не превышает 3%. При четырех холловских преобразователях, расположенных симметрично, эта погрешность равна всего 0,5—0,6%. Увеличение числа гальваномагнитных преобразователей более четырех при наличии концентратора и узких зазоров вряд ли имеет смысл, так как при этом неоправданно усложняется конструкция прибора.

Итак, теоретически и экспериментально установлено существование погрешности, возникающей при смещении проводника с измеряемым током относительно центра интегрального преобразователя и обусловленной заменой идеального интегрирующего контура реальным, выполняющим операцию интегрирования приближенно. Значение этой погрешности изменяется в широких пределах в зависимости от числа первичных магнитометрических преобразователей, в частности преобразователей Холла. Как уже сказано в разд. 2.5, из этого факта вытекает также, что должна существовать и составляющая погрешности, зависящая от формы геометрических размеров сечения проводника с током или пучка заряженных частиц и т.д., а также от закона распределения носителей заряда по сечению. В принципе эти погрешности всегда можно уменьшить до сколь угодно малого значения увеличением числа первичных гальваномагнитных преобразователей, образующих интегрирующий контур. Однако такой способ снижения методических погрешностей не всегда желателен, так как он приводит к значительному усложнению конструкции преобразователя тока. Особенно нежелательно увеличение числа гальваномагнитных преобразователей при конструировании интегральных преобразователей слабых токов, когда стремятся избежать увеличения ширины немагнитного зазора концентратора.

Авторами книги предложен простой способ, позволяющий намного снизить теоретические погрешности измерения, не увеличивая числа гальваномагнитных преобразователей [36]. Суть способа состоит в том, что проводник с измеряемым током или пучок заряженных частиц окружается цилиндром из материала с высокой магнитной проницаемостью. Тогда при смещении проводника относительно оси неподвижного цилиндра магнитное поле в любой точке снаружи цилиндра практически не изменяется. Если преобразователь тока расположить снаружи цилиндра (рис. 3.12, а), то его выходное значение не будет зависеть от положения токопровода по отношению к преобразователю.

Для пояснения сказанного рассмотрим случай, когда положение проводника с током совпадает с осью цилиндра, при этом поверхности цилиндра совпадут с линиями равной напря-

женности и топография поля внутри цилиндра и снаружи его останется неизменной, т. е. эффект экранирования магнитного поля, создаваемого измеряемым током, отсутствует. Физически это явление можно объяснить следующим образом: магнитное поле измеряемого тока при намагничивании вещества цилиндра так ориентирует молекулярные токи последнего, что они создают эквивалентные электрические токи, текущие по внешним и внут-

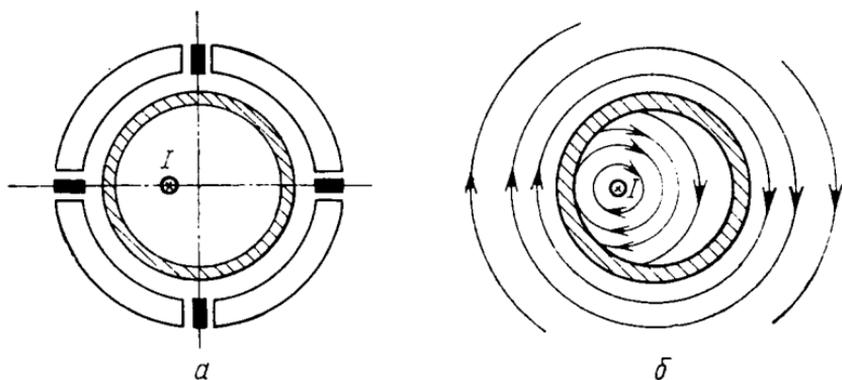


Рис. 3.12. Конструкция преобразователя тока, расположенного снаружи цилиндра, выполненного из материала с высокой магнитной проницаемостью (а); топография магнитного поля, создаваемого измеряемым током внутри и снаружи цилиндра (б).

ренним образующим цилиндра в противоположных направлениях; внутри тела цилиндра суммарный молекулярный ток равен нулю; ток по внутренней поверхности компенсирует поле измеряемого тока, а равный ему и равномерно распределенный по окружности ток наружной поверхности служит источником поля внешней области, которое можно рассматривать как поле цилиндрического проводника, по которому протекает измеряемый ток. Как известно [27], такое поле эквивалентно полю тока, протекающего по геометрической оси цилиндра.

Изменим теперь положение измеряемого тока — сместим его параллельно оси цилиндра. Из граничных условий для нормальной составляющей напряженности магнитного поля $H_{n2} = \mu_1 H_{n1} / \mu_2$ на границе двух сред с проницаемостями μ_1 и μ_2 следует, что составляющей H_{n2} в теле цилиндра можно пренебречь, так как его магнитная проницаемость во много раз больше магнитной проницаемости воздуха. Следовательно, внутри тела цилиндра с очень большой магнитной проницаемостью существует только тангенциальная составляющая H_τ , значение которой можно определить по закону полного тока $\int_1 H_\tau dl = I$, откуда $H_\tau = I / 2\pi r$, где r — средний радиус цилиндра. Таким образом, при смещении проводника с током напряженность маг-

нитного поля внутри такого цилиндра не изменяется и во всех точках имеет одинаковое значение.

Далее, поскольку на границе двух сред тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля непрерывна, т. е. на наружной поверхности цилиндра $H_{\tau}(\text{цилиндра}) = H_{\tau}(\text{воздуха})$, приходим к выводу, что снаружи от цилиндра линии равной напряженности будут представлять собой окружности, соосные с цилиндром, и в том случае, когда положение токопровода не совпадает с осью цилиндра. Согласно закону полного тока, не изменится и значение H (при смещении токопровода внутри цилиндра) в любой точке снаружи цилиндра.

Проверить эти теоретические положения можно моделированием на полупроводящей бумаге (см. рис. 3.12, б). Из рисунка видно, что поле за пределами проводящего слоя практически не имеет градиента в азимутальном направлении.

В другом опыте с помощью преобразователя Холла измерялось магнитное поле уединенного проводника с током. После введения соосно с проводником цилиндра из стали армоко изменения чувствительности преобразователя к току при смещении проводника практически не наблюдалось. При смещении проводника с током в направлении преобразователя Холла на $0,8R$ (R — радиус цилиндра) э. д. с. Холла увеличивалась примерно на 1%, а при таком же смещении в сторону, противоположную от преобразователя Холла, — уменьшалась всего на 0,5%. Диаметр цилиндра 200, длина 400, толщина стенок 2 мм. Расстояние от преобразователя до цилиндра 6 мм.

3.6. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ ТОКОВ

По конструктивному исполнению гальваномагнитные приборы для измерения сильных постоянных токов можно разделить на две группы: стационарные и переносные. Стационарные приборы, как правило, применяются для измерения очень больших токов до нескольких сот килоампер и отличаются значительным весом и габаритами. Обычно они представляют собой массивную конструкцию, окружающую шину с током и включающую в себя магнитопровод с гальваномагнитными преобразователями. Переносные приборы используются для измерения более слабых токов порядка десятков килоампер и чаще всего выполняются в виде измерительных клещей.

Следует отметить, что при измерении сильных токов чувствительность прибора, как правило, имеет второстепенное значение. На первом месте стоят требования к линейности шкалы; к уровню аддитивной погрешности, связанной с гистерезисом, а также к механической прочности интегрального преобразователя, так как большое значение индукции в магнитной системе преобразователя обуславливает значительные механические напряжения. Вполне понятно, что перечисленные требования на-

кладывают определенный отпечаток на конструкцию интегрального преобразователя сильных токов и всего прибора в целом. В частности, например, число воздушных зазоров в магнитной системе преобразователя сильных токов обычно значительно превосходит число гальваномагнитных преобразователей. Число зазоров увеличивают для снижения гистерезиса, более равномерного распределения магнитного потока в отдельных участках концентратора и, следовательно, повышения линейности функции преобразования.

Рассмотрим несколько конкретных конструкций переносных и стационарных приборов. Например, на рис. 3.13 показан общий вид переносного прибора, выполненный в виде клещей [3.12] и рассчитанный на токи до 10 кА. Преобразователь прибора изготовлен в виде разъемного интегрирующего контура, магнитная система которого выполнена из листовой стали Э-11 и содержит 100 зазоров толщиной по 0,125 мм каждый. Из конструктивных соображений 100 зазоров расположены попарно в пятидесяти местах. Зависимость индукции в зазоре от напряженности магнитного поля, создаваемого измеряемым током, линейна с точностью до 0,5%, а петля гистерезиса настолько узка, что ее не удалось обнаружить прибором класса 0,5. В зазорах на равном расстоянии по окружности расположены пять германиевых преобразователей Холла, холловские электроды которых соединены параллельно. Концентратор с преобразователями Холла помещен в разъемный защитный кожух с внутренним диаметром 15 см, что позволяет охватывать шины, рассчитанные на токи до 15 кА.

Электрическая схема прибора показана на рис. 3.14. Пять преобразователей Холла, включенных параллельно, питаются от одного источника E (батареи) через балластные сопротивления $R_1—R_5$. Фиксированное напряжение, прикладываемое к токовым электродам холловских преобразователей, измеряется с помощью милливольтметра при нажатой кнопке K_2 . При отпущенной кнопке милливольтметр измеряет э. д. с. Холла, пропорциональную измеряемому току. Потенциометр R_6 служит для установки нуля прибора, а термистор R_7 — для компенсации мультипликативной составляющей температурной погрешности, обусловленной изменением значения постоянной Холла с температурой.

Иногда преобразователи тока в переносных приборах выполняются не в виде клещей, охватывающих шину с измеряемым током, а, например, в виде П-образной измерительной головки,

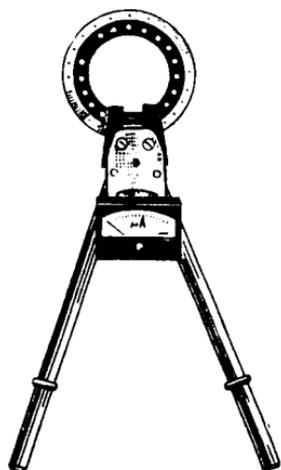


Рис. 3.13. Переносный прибор в виде токовых клещей.

надеваемой на шину [16]. Конструкция такого преобразователя, предназначенного для измерения постоянных токов в выпрямительных установках электровозов до 10 ка, показана на рис. 3.15. Преобразователь состоит из небольшой П-образной магнитной системы 1, составленной из трех шихтованных пакетов стали

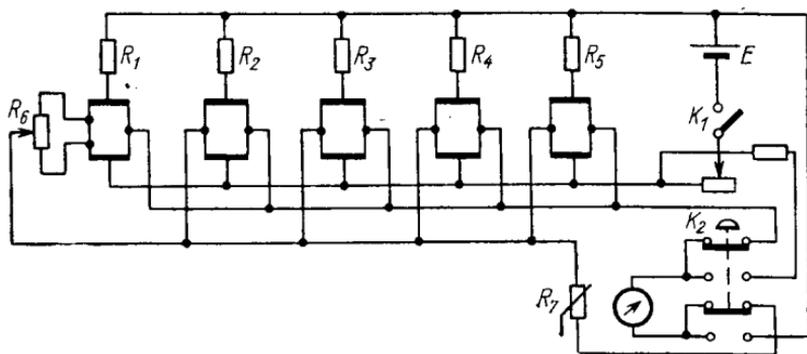


Рис. 3.14. Принципиальная схема прибора, изображенного на рис. 3.13.

Э44 толщиной 0,1 мм. Средний пакет 3 при надевании на шину 2 располагается перпендикулярно к ее плоскости на небольшом расстоянии от торца шины, а крайние пакеты охватывают шину с боков. На среднем стержне магнитной системы помеща-

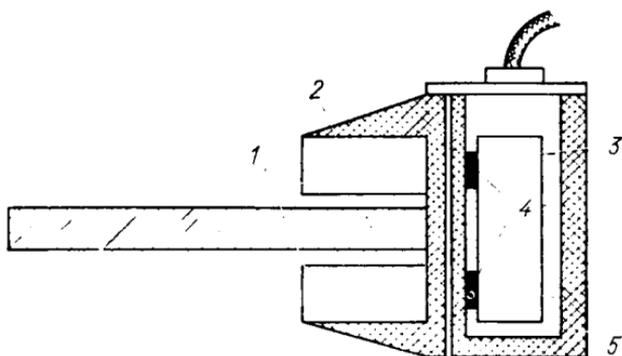


Рис. 3.15. Преобразователь тока в виде П-образной измерительной головки, надеваемой на шину: 1, 3 — магнитная система преобразователя тока; 2 — шина; 4 — преобразователи Холла; 5 — корпус.

ются два преобразователя Холла 4 из InAs, расположенные в зазорах между средними и крайними пакетами магнитопровода. Средний сердечник вместе с преобразователями Холла помещен в изоляционный корпус 5, залитый трансформаторным маслом.

Описанная конструкция имеет некоторые преимущества по сравнению с измерительными клещами: меньшие габариты, от-

сутствие трущихся частей. Существенный недостаток ее в том, что выходное значение преобразователя оказывается функцией не только измеряемого тока, но также размером токопроводящей шины и закона распределения плотности тока (так как в данном случае интегрирования магнитодвижущей силы по замкнутому контуру не происходит). Поэтому обсуждаемая конструкция преобразователя позволяет измерять токи лишь в цепях с вполне определенными размерами токопроводящей шины.

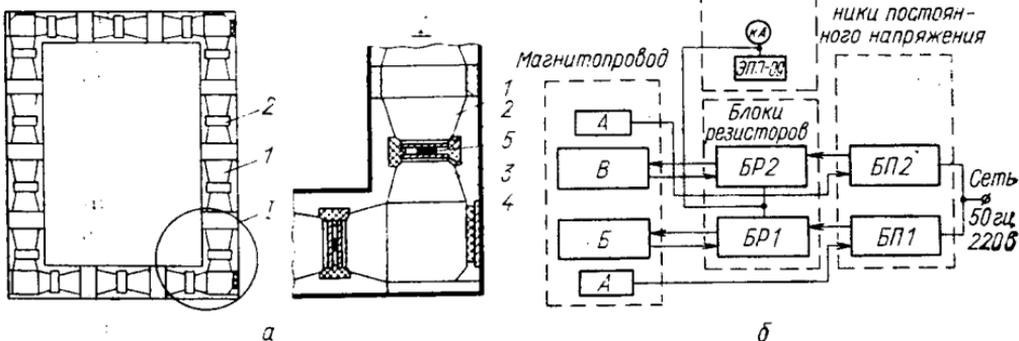


Рис. 3.16. Конструкция преобразователя (а) и структурная схема (б) стационарного прибора для измерения сильных постоянных токов.

Основная часть стационарных приборов для бесконтактного измерения токов — интегральный преобразователь, закрепляемый неподвижно относительно шины с измеряемым током. Одна из характерных конструкций такого преобразователя показана на рис. 3.16, а [28]. Магнитная система преобразователя состоит из 20 ферромагнитных участков (элементов), выполненных из магнитомягкой стали. Между каждой парой ферромагнитных элементов 1 установлены калибровочные втулки 2, сделанные из алюминиевого сплава, которые обеспечивают неизменность длины каждого воздушного зазора и предохраняют преобразователи Холла от разрушения при возникающих механических напряжениях. Ферромагнитные пластины 3 секционируют воздушный промежуток 4, разделяя его на три части. В результате секционирования воздушных зазоров создается однородное поле в той части концентратора, где расположены преобразователи Холла 5, и достигается равномерное распределение индукции вдоль оси зазора.

Иногда для ослабления влияния внешних магнитных полей конструкция интегрального преобразователя сильных токов выполняется так, как показано на рис. 3.17 [29]. Магнитная система преобразователя имеет специальные (одну или несколько) вставки 1, каждая из которых состоит из внешней части 2 и

внутренней 3, на которой располагается преобразователь Холла 4 и которая отделена от внешней части воздушным зазором.

При измерении очень больших токов порядка 100 кА и больше магнитное поле тока становится настолько велико, что применение магнитной системы в преобразователе тока может оказаться не только нецелесообразным, но и вредным, так как приводит к снижению точности измерения из-за гистерезиса и нелинейности зависимости $B_3 = f(I)$. В этих случаях конструкцию преобразователя тока можно выполнить в виде нескольких холловских преобразователей (обычно 10—20), помещенных в специальные пазы, прорезанные по образующим кольца, изготовленного из органического стекла или другого изолирующего материала.

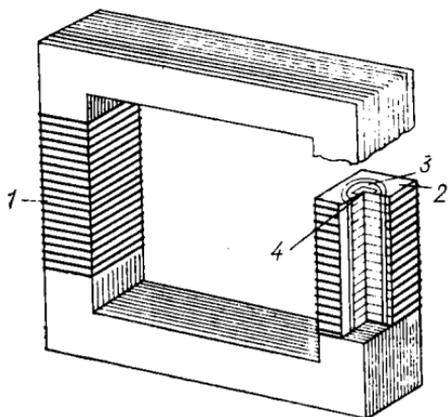


Рис. 3.17. Стационарный холловский преобразователь тока.

Структурная схема стационарного прибора для измерения сильных постоянных токов, в котором использован интегральный преобразователь, изображенный на рис. 3.16, а, показана на рис. 3.16, б. Преобразователи Холла (всего 20 штук) объединены в группы Б и В, питаемые от независимых стабилизированных источников постоянного напряжения БП1 и БП2. Внутри каждой группы холловские электроды преобразователей соединены последовательно, что позволяет в \sqrt{m} раз (m — число преобразователей Холла) снизить значение случайной составляющей нестабильности суммарного нулевого сигнала преобразователей [29]. В приборе реализован также один из способов компенсации мультипликативной составляющей дополнительной температурной погрешности, связанной главным образом с температурным изменением постоянной Холла. Схема температурной компенсации (на структурной схеме обозначена буквой А) представляет собой термисторы, расположенные вблизи преобразователей Холла и включенные в цепи обратных связей БП1 и БП2, что позволяет изменять ток в цепи питания холловских преобразователей в соответствии с изменением температуры окружающей среды таким образом, чтобы чувствительность их оставалась неизменной.

Диапазон измерения описанного прибора ограничен током 200 кА, а основная погрешность равна 0,05%. В литературе описаны приборы, позволяющие производить измерение сильных постоянных токов и с меньшей погрешностью порядка 0,2% [30].

В конструкции приборов для измерения очень сильных токов — порядка 100 кА и больше — первичными магнитометриче-

скими преобразователями могут служить не только преобразователи Холла, но и преобразователи магнитосопротивления. Если в конструкции преобразователя тока предусмотрена магнитная система, то иногда целесообразно применять подмагничивающую обмотку, позволяющую смещать начало отсчета в область линейной зависимости сопротивления от магнитной индукции. При отсутствии магнитной системы конструирование обмотки, позволяющей создать подмагничивающее поле требуемого значения — 0,2—0,3 тл, сопряжено с некоторыми трудностями и, как правило, не имеет смысла. В последнем случае начальный участок градуировочной кривой преобразователя тока будет иметь нелинейный характер.

Рассмотрим способы градуировки гальваномагнитных приборов для измерения сильных постоянных токов. В настоящее время нашли практическое применение три метода градуировки, каждый из которых имеет определенные преимущества и недостатки.

Первый метод состоит в одновременном измерении тока с помощью градулируемого прибора и измерительных устройств, содержащих шунты, по падению напряжения на которых судят об измеряемом токе. Этот метод, широко применяемый при градуировке переносных приборов, предназначенных для измерения токов до десятков килоампер, обладает высокой точностью и гарантирует от различного рода методических и случайных погрешностей. Вместе с тем если ток превышает несколько десятков килоампер, то применение его становится весьма затруднительным, а иногда и невозможным из-за технических **условий** измерения и больших потерь мощности в шунте.

Второй метод заключается в том, что на интегральный преобразователь наматывается обмотка, по которой пропускается ток в ω раз меньше измеряемого тока (ω — число витков обмотки). При таком методе для градуировки сильноточных преобразователей используют сравнительно маломощные источники питания, однако при этом (в результате того что интегрирующий контур не идеален) возникают погрешности, обусловленные отличием распределения поля, создаваемого градуировочной катушкой, от того распределения, которое создается в эксплуатационных условиях при пропускании измеряемого тока по шинному проводу.

Для исключения этих погрешностей [28] рекомендуется применять маломасштабную физическую модель концентратора и токопровода для того, чтобы определить распределение магнитного поля в зазорах модели выбранного типа концентратора, соответствующее распределению поля в условиях эксплуатации. Полученная таким образом картина распределения магнитного поля в дальнейшем воспроизводится в градулируемом оригинале с помощью обтекаемых током секционированных катушек, расположенных в определенных местах магнитопровода. Эта опе-

рация позволяет учесть также влияние шины с обратным током и исключить дополнительную погрешность, вызываемую этим влиянием.

Третий метод градуировки основан на расчете значения магнитной индукции, создаваемой измеряемым током, в месте установки преобразователя Холла (или преобразователя магнитосопротивления). Для расчета в некоторых случаях можно воспользоваться формулами, выведенными в разд. 1.5. Сам преобразователь Холла градуируется отдельно с помощью любого источника однородного магнитного поля, например электромагнита, и образцового прибора для измерения магнитной индукции. Такой метод можно использовать при градуировке приборов, предназначенных для измерения очень больших токов — свыше 100 ка, если их интегральный преобразователь тока не содержит магнитной системы. При наличии последней расчет магнитной индукции в месте установки преобразователя Холла, как правило, нельзя произвести с необходимой точностью.

Основные трудности, возникающие при реализации данного метода, связаны с необходимостью точного измерения расстояния от шины до геометрического центра преобразователя Холла, положение которого практически никак не зафиксировано (в пределах его активной пластины). Кроме того, следует указать на принципиальное существование методической погрешности градуировки, обусловленной тем, что преобразователь Холла, предназначенный для измерения магнитной индукции неоднородного магнитного поля, возникающего вокруг токопроводящей шины, градуируется в однородном поле [31, 32]. Однако, вследствие того, что градиенты составляющих магнитной индукции, создаваемой измеряемым током, сравнительно невелики, этой составляющей погрешности градуировки в подавляющем большинстве случаев можно пренебречь.

3.7. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ ПОСТОЯННЫХ ТОКОВ

При конструировании приборов для бесконтактного измерения слабых постоянных токов основная задача, стоящая перед разработчиками, — снижение порога чувствительности. Попытки увеличить чувствительность гальваномагнитных приборов и снизить их порог чувствительности, как правило, приводят к необходимости применения различных усилительных устройств. Очень часто в высокочувствительных холловских приборах для измерения слабых постоянных токов преобразователь Холла питается от источника переменного тока (что позволяет исключить влияние термо-э. д. с.), а э. д. с. Холла усиливается с помощью узкополосного избирательного усилителя.

Порог чувствительности современных избирательных усилителей имеет минимальное значение порядка 10^{-3} — 10^{-4} мкВ, в то время как только нескомпенсированная часть температурного

дрейфа нулевого сигнала преобразователей Холла обычно имеет значение на несколько порядков выше. Таким образом, порог чувствительности описываемого типа приборов определяется не столько возможностями современной электронной техники, сколько соотношением между чувствительностью и аддитивным шумом на выходе интегрального преобразователя, причем в аддитивный шум в данном случае следует включить и нескомпенсированные остатки дрейфа нулевого сигнала холловских преобразователей.

Изменение отношения чувствительность/аддитивный шум в сторону увеличения последнего достигается в результате уменьшения нестабильности нулевого сигнала преобразователя Холла некоторыми технологическими приемами и применением схем температурной компенсации, а также увеличением чувствительности интегрального преобразователя тока с помощью одного из тех приемов, которые были изложены в разд. 3.3 и 3.4.

Учитывая сказанное, остановимся вначале более подробно на особенностях конструкции интегральных преобразователей слабых токов. Одна из типичных таких конструкций, предназначенная для измерения токов пучков заряженных частиц в ускорителе прямого действия, показана на рис. 3.18. Преобразователь состоит из разрезанного по диаметру ферритового кольца 1 диаметром 100 мм, образующего концентратор магнитного потока, в зазорах которого находятся два преобразователя Холла 2, залитых эпоксидной смолой. Концентратор и преобразователи Холла помещены в медный защитный кожух 3, внутри которого циркулирует вода или трансформаторное масло, поступающее по подводющим трубам 4. Как видно из рисунка, преобразователь и кожух выполнены разъемными по диаметру, что упрощает монтаж преобразователя на ускорительной установке.

Для уменьшения ширины немагнитного зазора преобразователи Холла изготовлены на подложках из ферромагнитного материала — феррита, так как последний не требует дополнительной изоляции активной пластины преобразователя от подложки [33]. Именно такие преобразователи Холла были использованы в конструкции, изображенной на рис. 3.18.

Общий вид преобразователей Холла на ферритовой подложке показан на рис. 3.19. Подложка выполнена в виде плоскопараллельной, тщательно отшлифованной ферритовой пластины (феррит марки 6000НМ) размером $5 \times 4 \times 1$ мм, к которой с помощью специального клея на основе эпоксидной смолы (клей ЭКС-1) приклеена также отшлифованная полупроводниковая пластина. Толщина приклеивающего слоя обычно не превышает 1—2 мкм. Последовательной шлифовкой (уже в приклеенном состоянии) с применением алмазных планшайб или карборундовых порошков толщина полупроводниковой пластины доводится до 10—15 мкм, после чего к ней припаиваются токовые и холловские электроды. Сверху преобразователь Холла закрывается

второй плоскопараллельной ферритовой пластинкой, которая выполняет одновременно две функции: предохраняет активную пластину преобразователя от механического повреждения и заполняет часть немагнитного зазора между активной пластиной

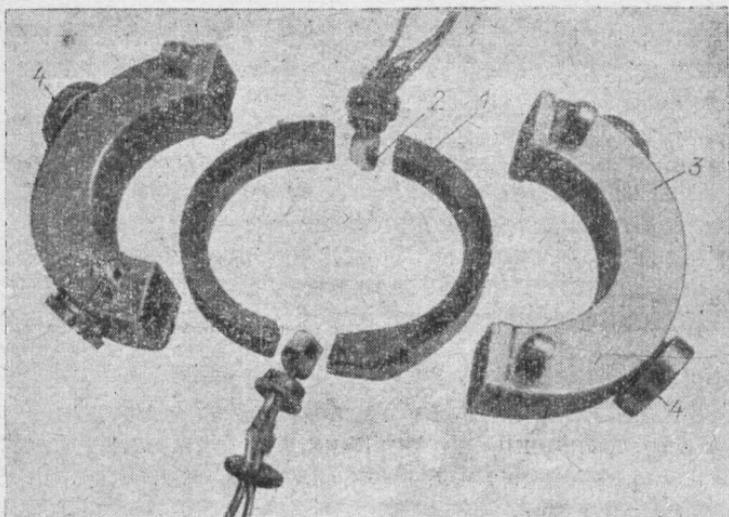


Рис. 3.18. Конструкция преобразователя, предназначенного для измерения слабых постоянных токов пучков заряженных частиц.

преобразователя и концентратором, определяемую толщиной токовых и холловских электродов *. Таким образом, в такой кон-

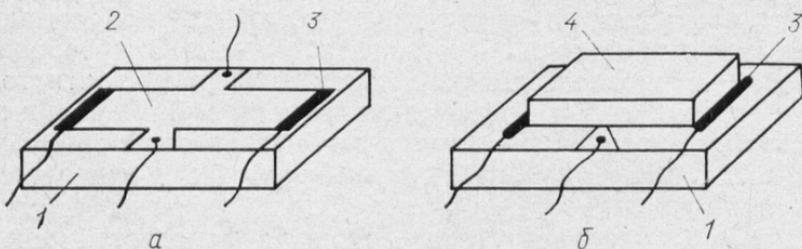


Рис. 3.19. Преобразователь Холла на ферритовой подложке со снятой (а) и приклеенной (б) верхней ферритовой пластиной:
1 — ферритовая подложка; 2 — активная полупроводниковая пластина преобразователя; 3 — токовый электрод; 4 — верхняя ферритовая пластина.

струкции суммарная ширина немагнитного зазора определяется только толщиной активной пластины преобразователя Холла и шириной немагнитных зазоров, образующихся в результате

* Более подробно с технологией изготовления тонких кристаллических преобразователей Холла на ферритовых и других подложках можно ознакомиться в работе [5].

непараллельности и отклонения от плоскостности граней ферритовой пластины, а также полюсов концентратора. На практике, используя два преобразователя Холла на ферритовых подложках и конструкцию магнитопровода, изображенную на рис. 3.6, *д*, удастся получить суммарный немагнитный зазор не более 40—50 *мкм*. При таком зазоре и диаметре концентратора (выполненного, например, из пермаллоя) 100 *мм* магнитная проницаемость тела μ^* достигает значения 3000—4000, т. е. примерно на порядок больше, чем при использовании стандартных холловских преобразователей на немагнитных подложках.

Немаловажный момент при конструировании интегральных преобразователей слабых токов — правильный выбор материала активной пластины первичного преобразователя — преобразователя Холла или преобразователя магнитосопротивления. Для изготовления холловских преобразователей можно рекомендовать легированный или слабо легированный InSb — вещество, в котором в настоящее время гальваномагнитные эффекты проявляются наиболее сильно. Правда, весьма существенный недостаток InSb — значительные температурные коэффициенты постоянной Холла и сопротивления (более 1% на 1°C). Однако этот недостаток в значительной мере искупается высокой чувствительностью преобразователя, тем более что при рациональном выборе схемы прибора и применения температурной компенсации дополнительную температурную погрешность можно уменьшить до значения, соответствующего классу описываемых приборов. Из других материалов, используемых при изготовлении преобразователей слабых токов, следует отметить InAs . Преобразователи Холла, изготовленные из этого материала, хотя и несколько уступают по чувствительности преобразователям из InSb , однако значительно превосходят последние по температурной стабильности. Технические характеристики преобразователей Холла из InSb и InAs , изготовленных на ферритовых подложках, приведены в табл. 2.

На рис. 3.20 изображена структурная схема холловского прибора, предназначенного для измерения слабых постоянных токов пучков заряженных частиц. В приборе использован интегральный преобразователь тока, изображенный на рис. 3.18.

Преобразователи Холла питаются от источника напряжения с частотой 1 *кГц*, а не от источника тока, как это часто принято. Такое техническое решение позволяет снизить температурный дрейф напряжения неэквипотенциальности каждого преобразователя и уменьшить мультипликативную составляющую дополнительной температурной погрешности, так как при питании от источника напряжения последняя определяется температурным ходом подвижности носителей заряда, а не постоянной Холла. Кроме того, в описываемом приборе применена взаимная компенсация температурного дрейфа напряжения неэквипотенциальности. Принятые меры позволили снизить суммарный темпе-

**Основные технические характеристики преобразователей Холла
на ферритовых подложках**

Концентрация носителей заряда, см^{-3}	Входное сопротивление, ом	Номинальный ток, а	Чувствительность, $10^{-2} \frac{\text{в}}{\text{а} \cdot \text{мл}}$	Температурные коэффициенты, $\%/град$		Температурный дрейф нулевого сигнала, $\text{мкв}/град$
				сопротивления	постоянной Холла	
$2 \cdot 10^{16}$	8—10	0,1	$3000 \div 4000$	-1,1	-1,5	2—8
$2 \cdot 10^{17}$	3—5	0,15	$300 \div 400$	от -0,03 до +0,03	-0,1	0,5—2
$7 \cdot 10^{17}$	1,5—2,5	0,18	$100 \div 120$	+0,1	-0,01	0,5—2
—	10—15	0,07	$300 \div 400$	+0,04	-0,09	5—10

Примечание. Значения параметров, приведенные в табл. 2, соответствуют преобразователям Холла с габаритными размерами $6 \times 4 \times 4$ мм и допустимой рассеиваемой мощностью 0,1 вт. Размеры активной пластины $4 \times 2 \times 0,02$ мм. Коэффициент неэквипотенциальности не превышает 0,03%.

ратурный дрейф нулевого сигнала обоих преобразователей до $0,05 \text{ мкв}/\text{°C}$, что соответствует изменению тока пучка заряжен-

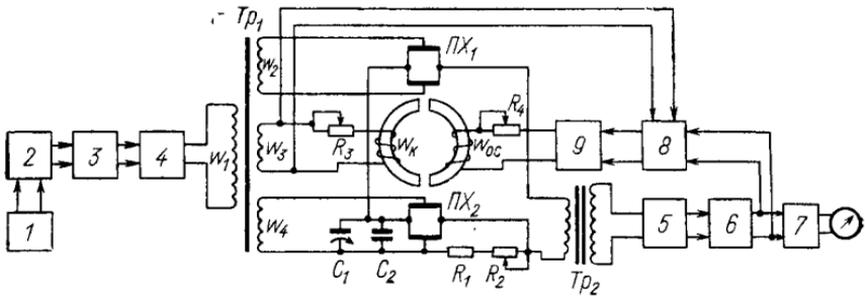


Рис. 3.20. Структурная схема прибора для измерения слабых постоянных токов пучков заряженных частиц:

1 — кварцевый генератор; 2 — пересчетная цепь; 3 — фильтр; 4 — усилитель мощности; 5 — каскад предварительного усиления; 6 — избирательный каскад; 7 — выпрямитель; 8 — фазочувствительный усилитель; 9 — фильтр, настроенный на частоту 50 гц.

ных частиц на 10 мка . Компенсация начального напряжения неэквипотенциальности осуществляется с помощью сопротивлений R_1 и R_2 и конденсаторов C_1 и C_2 .

Наряду с полезной холловской э. д. с., пропорциональной магнитной индукции поля, создаваемого измеряемым током и напряжением неэквипотенциальности, на выходе преобразователей Холла присутствует э. д. с., пропорциональная индукции поля рассеяния, создаваемого током питания самих преобразователей. Хотя частота этой э. д. с. вдвое выше частоты полезной холловской э. д. с., значение ее во много раз может превышать полезный сигнал, что создает некоторые трудности при построении схемы избирательного усилителя. Для компенсации поля

рассеяния тока питания на концентратор намотана обмотка ω_k , соединенная с обмоткой ω_3 трансформатора Tr_1 через сопротивление R_3 . Подбирая фазу компенсирующего напряжения и регулируя ток в обмотке ω_k с помощью R_3 , можно практически полностью скомпенсировать поток рассеяния, создаваемый током питания.

Источник напряжения состоит из кварцевого генератора 1, генерирующего напряжение в виде прямоугольных импульсов с частотой 4 кгц; пересчетной цепи 2; фильтра 3; усилителя мощности 4 и понижающего трансформатора Tr_1 .

Холловская э. д. с. усиливается с помощью узкополосного избирательного усилителя, включающего повышающий трансформатор Tr_2 , каскад предварительного усиления 5, избирательный каскад 6 и выпрямитель 7.

Отличительная особенность описываемого прибора — введение отрицательной избирательной обратной связи на частоте 50 гц. Необходимость применения этой связи вызвана особенностью эксплуатации прибора, заключающейся в наличии сильных полей рассеяния промышленной частоты в пространстве, окружающем ускоритель. Обратная связь осуществляется следующим образом: э. д. с. Холла, промодулированная с частотой 50 гц и усиленная избирательным усилителем, детектируется фазочувствительным выпрямителем и поступает на вход фильтра, настроенного на частоту 50 гц. Выход фильтра соединен с обмоткой ω_{oc} , намотанной на концентратор. Глубина избирательной обратной связи и значение петлевого усиления ограничены условием самовозбуждения. В данном случае получено петлевое усиление порядка 20 и, следовательно, примерно в 20 раз снижена э. д. с. Холла промышленной частоты.

Для снижения влияния на точность измерения поля Земли и его вариаций концентратор располагается таким образом, чтобы плоскости обоних преобразователей Холла совпадали с магнитным меридианом, и снаружи окружается двойным защитным экраном с коэффициентом экранирования не менее 500.

Чувствительность прибора равна 40 мкв/ма, что соответствует 8 мкв/нтл при диаметре концентратора 80 мм. Диапазон измеряемых токов 0—1 ма, постоянная прибора 10 мка/дел.

На рис. 3.21 показана схема прибора, рассчитанного на измерение постоянных токов пучков заряженных частиц в диапазоне 0—5 ма. Чувствительность этого прибора несколько ниже, чем описанного ранее, однако простота его схемы и высокая надежность в значительной мере искупают указанный недостаток.

Четыре холловских преобразователя, образующих вместе с концентратором интегральный преобразователь тока (см. рис. 3.18, б), питаются, как и в предыдущем случае, от источника напряжения с очень низким выходным сопротивлением — порядка 0,3 ом. Форма напряжения — двуполярные практически прямоугольные импульсы. Конструктивно источник напряжения

выполнен в виде понижающего трансформатора Tr с коэффициентом трансформации $1/20$, первичная обмотка которого подключена к выходу параметрического стабилизатора и ограничителя амплитуды, состоящего из четырех стабилитронов типа Д818 и балластного сопротивления R .

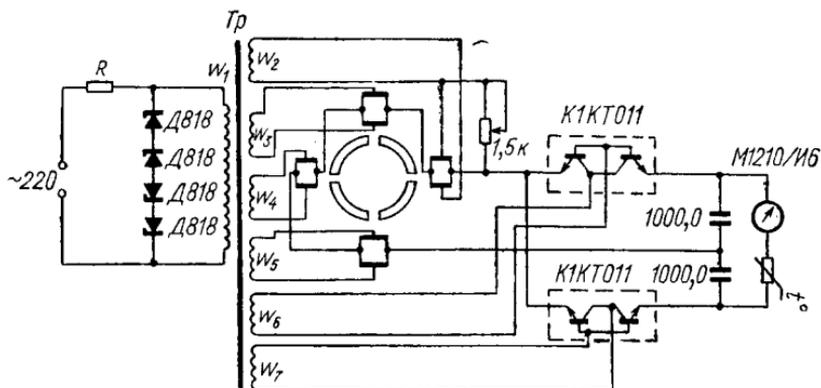


Рис. 3.21. Принципиальная схема прибора для измерения постоянных токов пучков заряженных частиц.

Э. д. с. Холла выпрямляется с помощью выпрямителя, собранного по схеме удвоения напряжения, и измеряется показывающим прибором — милливольтметром типа М1210/И6. При такой схеме выпрямления среднее значение выпрямленного напряжения на выходе преобразователя Холла оказывается не зависящим от термо-э. д. с. [34]. Ключами K_1 и K_2 служат электронные транзисторные ключи, собранные на интегральных преобразователях типа К1КТО11.

В описываемом приборе используются преобразователи Холла на ферритовых подложках, изготовленные для увеличения чувствительности из чистого нелегированного InSb с концентрацией носителей заряда $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (параметры холловских преобразователей даны в табл. 2). Соотношение между выходным сопротивлением преобразователя $R_{\text{вых}}$ и внутренним сопротивлением использованного милливольтметра R_0 выбрано таким образом, чтобы постоянная времени заряда конденсаторов C_1 и C_2 $\tau_3 = R_{\text{вых}} C$ была много меньше постоянной времени их разряда $\tau_p = 0,5 CR_0$.

Порог чувствительности рассматриваемого прибора равен $0,05 \text{ ма}$. Основная приведенная погрешность, определяемая главным образом временной нестабильностью источника питания, погрешностью градуировки и погрешностью показывающего прибора, равна $2,5\%$.

Градуировка приборов, предназначенных для измерения слабых токов, в отличие от приборов, описанных в предыдущем параграфе, не вызывает каких-либо затруднений. Ее всегда можно произвести с помощью проводника с током, пропущенного

через интегральный преобразователь, при этом ток в проводнике измеряется любым контактным методом, например амперметром.

3.8. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ

Гальваномагнитные преобразователи — малоинерционные элементы. Их постоянная времени и граничная частота определяются в основном наличием междуэлектродных емкостей, имеющих значение от единиц до десятков пикофарад. В зависимости от выходного сопротивления постоянная времени гальваномагнитного преобразователя колеблется в пределах от 10^{-8} до 10^{-9} сек. Таким образом, гальваномагнитные преобразователи в принципе можно использовать для измерения переменных токов очень высокой частоты до десятков мегагерц, а также для измерения импульсных токов с длительностью импульсов начиная от десятков микросекунд.

Несмотря на хорошие частотные свойства, гальваномагнитные преобразователи используются для бесконтактного измерения переменных и импульсных токов гораздо реже, чем для измерения постоянных. Это объясняется высокой конкурентоспособностью пассивных индукционных и электростатических преобразователей, а также отчасти сложившейся традицией и отсутствием качественных промышленных преобразователей Холла и магнитосопротивления. Вместе с тем в некоторых случаях, например при измерении сильных импульсных токов с очень малой длительностью импульсов, конструкция гальваномагнитных приборов оказывается проще, чем индукционных или электростатических. Кроме того, гальваномагнитные приборы практически незаменимы в тех случаях, когда необходимо не только измерять среднее или амплитудное значение тока, но и знать его форму.

Типичная структурная схема холловского измерителя переменного тока показана на рис. 3.22, а. Чаще всего преобразователи Холла, входящие в состав интегрального преобразователя, питаются от источника постоянного тока 1; э. д. с. Холла усиливается усилителем переменного тока 2; выпрямляется с помощью выпрямителя 3 и измеряется стрелочным показывающим прибором 4. Измерять ток можно и компенсационным способом. Стрелочный прибор в этом случае помещается в цепь обратной связи (см. рис. 3.22, б).

Напряжение на выходе преобразователя Холла $U_{\text{вых}} = S_H B_m \sin \Omega t + k_{\text{инд}} \Omega B_m \cos \Omega t \pm U_0$, где B_m — амплитуда магнитной индукции, создаваемой измеряемым током; Ω — ее частота; $k_{\text{инд}}$ — коэффициент пропорциональности между напряжением, индуцированным полем измеряемого тока в выходной цепи преобразователя, с одной стороны, и амплитудой магнитной индукции и ее частотой — с другой. Из последнего выражения видно,

что напряжение неэквивипотенциальности, термо-э. д. с. и напряжение, выпрямленное на электродах преобразователя, входящие в состав нулевого сигнала U_0 , не сказываются на пороге чувствительности холловского измерителя переменного тока, так как их всегда можно отделить от полезной холловской э. д. с. с помощью простейших частоторазделительных цепей. Принципиально порог чувствительности определяется лишь уровнем

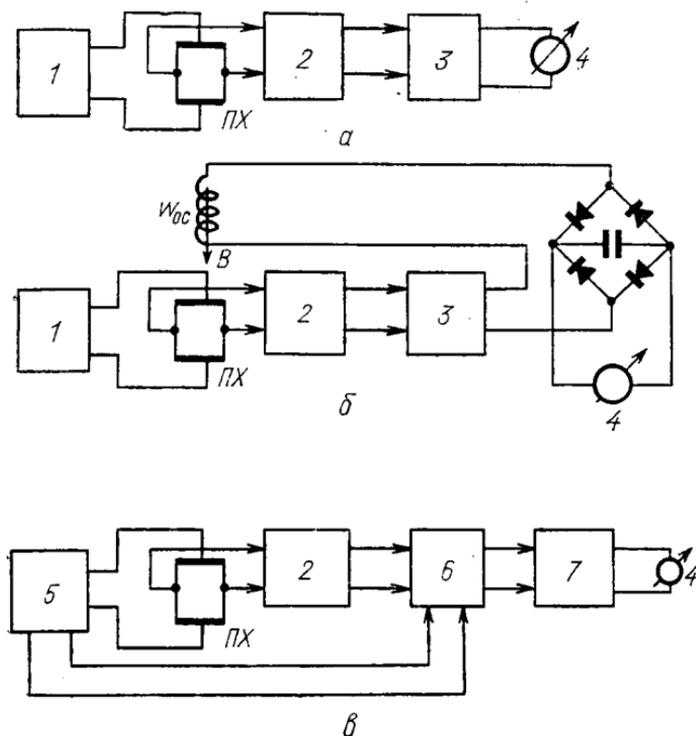


Рис. 3.22. Структурные схемы приборов для измерения переменных токов:

1 — источник постоянного тока; 2 — усилитель; 3 — выпрямитель; 4 — стрелочный прибор; 5 — источник переменного тока; 6 — фазовый детектор; 7 — фильтр.

шумов преобразователя и возможностями усилителя переменного тока.

На практике, однако, порог чувствительности холловских измерителей переменных токов имеет гораздо большее значение, зависящее главным образом от уровня наводок в выходной цепи преобразователей. Для уменьшения влияния паразитных наводок со стороны измеряемого переменного тока преобразователи Холла можно питать также от источника переменного тока, частота которого ω выбирается примерно на порядок выше частоты Ω измеряемого тока. В этом случае напряжение на выходе

преобразователя Холла можно представить с помощью следующего выражения:

$$U_{\text{вых}} = S_B I_m B_m \sin \omega t \sin \Omega t + k'_{\text{ин}} \omega B'_m \cos \omega t + k''_{\text{ин}} \Omega B''_m \cos \Omega t + \\ + u_0 = S_B I_m B_m \sin (\omega - \Omega) t + S_B I_m B_m \sin (\omega + \Omega) t + \\ + k'_{\text{ин}} \omega B'_m \cos \omega t + k''_{\text{ин}} \Omega B''_m \cos \Omega t + u_0,$$

где $k'_{\text{ин}}$ и $k''_{\text{ин}}$ — соответственно коэффициенты пропорциональности между напряжениями, индуцированными в выходных цепях преобразователей Холла, и амплитудой и частотой поля измеряемого тока и поля рассеяния тока питания. Если полоса пропускания усилителя переменного тока ограничена частотами $\omega - \Omega$ и $\omega + \Omega$, то напряжение с частотой Ω , индуцированное в выходной цепи преобразователей Холла полем, создаваемым измеряемым током, практически не влияет на порог чувствительности измерительного прибора.

Для того чтобы отфильтровать составляющую выходного напряжения с частотой ω , индуцированную полем рассеяния проводов, соединяющих генератор переменного тока и токовые электроды холловских преобразователей, выход избирательного усилителя соединяется с фазовым детектором, настроенным на частоту ω , и фильтром, настроенным на частоту Ω (см. рис. 3.22, в). Достоинство описанной схемы — высокая помехозащищенность. Она с успехом используется, если частота измеряемого тока изменяется не в очень широком диапазоне, иначе требуется перестройка частоты задающего генератора и полосы пропускания усилителя, что сопряжено с некоторыми трудностями.

Измерять сильные переменные, и особенно импульсные, токи можно с помощью преобразователей магнитосопротивления, при этом схема прибора зачастую оказывается существенно проще аналогичной схемы, в которой первичным магнитометрическим преобразователем служит преобразователь Холла.

Для примера на рис. 3.23 показана конструкция интегрального преобразователя и принципиальная схема прибора, основанного на использовании преобразователей магнитосопротивления, который можно использовать для измерения одиночных импульсов тока в униполярном генераторе с амплитудой от 100 до 1000 *ка*.

Интегральный преобразователь состоит из восьми преобразователей магнитосопротивления 1, расположенных по окружности в пазах цилиндра 2, изготовленного из органического стекла и имеющего диаметр 300 *мм*. При этом для увеличения чувствительности каждое магнитосопротивление помещено в зазор небольшой магнитной системы, образованной двумя стержнями 3 размером 5×8×8 *мм*, изготовленными из стали армко, и немагнитными вставками 4, предохраняющими магнитосопротив-

тивление от механических повреждений, возникающих в магнитной системе при прохождении импульса тока.

Принципиальная схема прибора представляет собой электрический мост, в одно из плеч которого помещены все восемь преобразователей магнитосопротивления, соединенные последовательно. Мост питается от источника постоянного тока, а измерение амплитуды импульса тока и наблюдение его формы производится специальным осциллографом. Сопротивление R служит для балансировки моста.

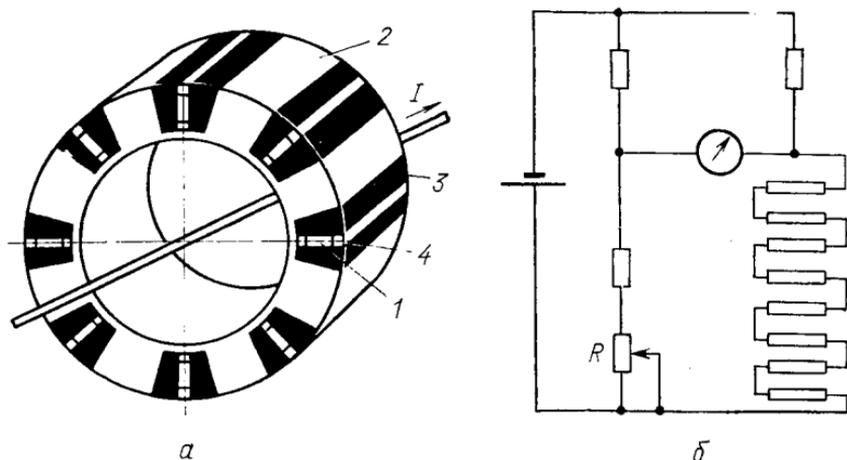


Рис. 3.23. Конструкция преобразователя (а) и принципиальная схема (б) прибора для измерения одиночных импульсов тока.

Для уменьшения мультипликативной части дополнительной температурной погрешности, связанной с изменением чувствительности преобразователей магнитосопротивления вследствие изменения подвижности носителей заряда, последние были изготовлены из InSb, легированного теллуром с концентрацией примесей $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При такой концентрации δ_n не превышает $0,1 \text{ \%}/\text{град}$, а температурный коэффициент сопротивления (см. разд. 3.1) близок к нулю в области комнатных температур, что обеспечивает отсутствие разбаланса моста с изменением температуры. Параметры использованных преобразователей магнитосопротивления в виде меандра: $r_0 = 20 \text{ ом}$, $\Delta r/r_0 = 5$ при изменении магнитной индукции от 0 до 1 тл, температурный коэффициент сопротивления $\alpha \leq 0,03 \text{ \%}/\text{град}$. При такой чувствительности и указанном диапазоне измеряемых токов сигнал на выходе интегрального преобразователя исчисляется единицами вольт.

Градуировка гальваномангнитных измерителей переменных токов осуществляется с помощью тех же приемов, что и измерителей постоянных токов.

4.1. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ФАРАДЕЯ И КЕРРА

В 1846 г. Фарадеем было открыто физическое явление, заключающееся в том, что вещества, не обладающие естественной способностью вращать плоскость поляризации света, приобретают такую способность под влиянием внешнего магнитного поля. Фарадей установил, что вращение плоскости поляризации происходит при распространении света в прозрачном веществе вдоль магнитной силовой линии, при этом угол поворота ψ плоскости поляризации пропорционален длине пути l света в веществе, находящемся в магнитном поле, и магнитной индукции

$$\psi = k l B_0, \quad (4.1)$$

где k — постоянная Верде — коэффициент, характеризующий способность данного тела вращать в магнитном поле плоскость поляризации.

Значение k находится по формуле Беккереля

$$k = - \frac{|e_0| \lambda_0}{2mc^2} \cdot \frac{\partial n}{\partial \lambda_0}. \quad (4.2)$$

Здесь e_0 — заряд электрона; m — масса электрона; c — скорость света; λ_0 — длина волны света; n — показатель преломления среды.

Таким образом, знак магнитного вращения плоскости поляризации определяется знаком производной $\partial n / \partial \lambda_0$. Абсолютное значение постоянной Верде обычно не превышает $10 \text{ рад} \times \text{м}^{-1} \times \text{тл}^{-1}$.

Следует отметить, что если тела обладают естественной оптической активностью (т. е. способностью вращать плоскость поляризации), то их естественная способность складывается со способностью, приобретенной под действием магнитного поля. Различные тела вращают плоскость поляризации в различных направлениях. Правовращающими, или положительными, называются вещества, поворачивающие плоскость поляризации вправо для наблюдателя, смотрящего вдоль направления вектора B_0 . Вещества, вращающие плоскость поляризации в направлении, противоположном указанному, называются левовра-

щательными или отрицательными. Направление вращения для каждого данного вещества определяется лишь направлением \mathbf{B}_0 и не зависит от направления распространения света. Этим магнитное вращение отличается от естественного, для которого направление вращения зависит от того, наблюдается оно вдоль или навстречу пучку света.

Физическая сущность магнитооптического явления Фарадея состоит в том, что магнитный момент электронов μ , входящих в состав атомов и молекул, при помещении вещества в магнитное поле начинает прецессировать вокруг вектора \mathbf{B}_0 [1]. В результате такой прецессии тело приобретает разные значения коэффициентов преломления для лучей, поляризованных по кругу по и против часовой стрелки. Благодаря этому скорость распространения лучей, поляризованных по кругу в различных направлениях, становится различной, что, в свою очередь, и приводит к повороту плоскости поляризации [2].

Поворот плоскости поляризации света наблюдается и в очень тонких ферромагнитных пленках, при этом значение угла ψ оказывается пропорциональным не магнитной индукции \mathbf{B}_0 , а намагнитченности ферромагнитного вещества \mathbf{J} [3, 4]:

$$\psi = \mathcal{K} \mathbf{J}, \quad (4.3)$$

где \mathcal{K} — постоянная Кундта.

Характерно, что для тонких ферромагнитных пленок значение угла ψ во много раз больше, чем для других твердых тел, жидкостей и газов, и может достигать десятых долей радиана. Необходимо отметить, что в среде, в которой нет двойного лучепреломления, входящий плоскополяризованный свет остается плоскополяризованным и на выходе. Однако в среде, где одна из поляризованных по кругу компонент поглощается больше, чем другая, выходящий свет эллиптически поляризован. При этом эллиптичность поляризации связана с разницей в поглощении двух поляризованных по кругу компонент. Это явление называется вращательным дихроизмом.

Магнитооптический эффект Керра состоит в следующем. Когда плоскополяризованный свет отражается от ферромагнитной зеркальной поверхности, он становится эллиптически поляризованным, причем главная ось эллипса поворачивается относительно плоскости поляризации падающего света. Этот эффект связан с эффектом Коттона — Мутона в неферромагнитных веществах (возникновение двойного лучепреломления при наложении внешнего магнитного поля нормально к направлению распространения света). Если компонента магнитного поля направлена вдоль направления распространения поляризованного света, то плоскость поляризации поворачивается, причем из-за вращательного дихроизма может возникнуть эллиптичность.

Эффект Керра, как и эффект Фарадея, пропорционален не внешнему магнитному полю, а полной намагниченности образца, за исключением случая, когда внешнее поле определяет намагниченность в многодоменных образцах. Магнитооптический эффект Керра обнаружен только в ферромагнетиках, и установлено, что кроме особых магнитных свойств необходимо условие его существования — наличие поглощения света, т. е. комплексность показателя преломления вещества.

Можно выделить три различных модификации магнитооптического эффекта Керра [5]: а) полярный эффект, при котором вектор намагниченности перпендикулярен плоскости образца, но параллелен плоскости падения; б) меридиональный, при котором вектор намагниченности параллелен поверхности образца и плоскости падения; в) экваториальный, при котором вектор намагниченности параллелен поверхности образца, но перпендикулярен плоскости падения.

Для полярного эффекта Керра справедливо

$$\alpha = \mathcal{K}_k J, \quad (4.4)$$

где \mathcal{K}_k — постоянная Керра, зависящая от длины волны света и от температуры.

Обычно α имеет порядок $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Наибольшее значение \mathcal{K}_k наблюдается при полярном эффекте, наименьшее — при экваториальном. Усилить эффект Керра можно путем нанесения на поверхность образца прозрачных диэлектрических слоев.

4.2. ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

Принципиальная схема использования эффекта Фарадея для бесконтактного измерения тока приведена на рис. 4.1. Линей-

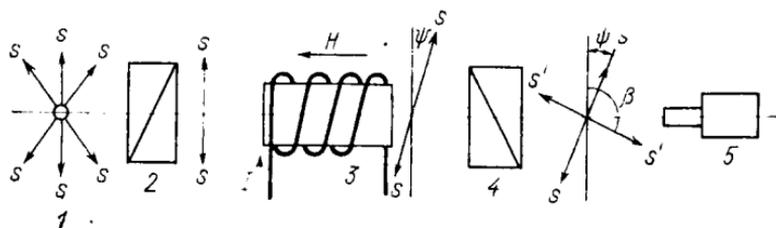


Рис. 4.1. Принцип действия амперметра, основанный на эффекте Фарадея:

1 — источник света; 2 — поляризатор; 3 — рабочее тело; 4 — анализатор; 5 — фотоприемник; ss , $s's'$ — направление колебаний электрического вектора в падающей световой волне и волне, прошедшей анализатор, соответственно.

но поляризованное излучение после прохождения рабочего тела, обтекаемого током I и, следовательно, находящегося в поле с магнитной индукцией \mathbf{B}_0 , изменяет азимут плоскости поляризации на угол ψ . Азимут плоскости поляризации излучения, вы-

ходящего из анализатора, β . Таким образом, согласно закону Малюса, поток излучения, попадающего на фотоприемник, приводит к появлению на его выходе фототока

$$i \sim A \cos^2(\beta - \psi), \quad (4.5)$$

где ψ определяется выражениями (4.1) и (4.3); A — постоянная.

В отсутствие измеряемого тока плоскости пропускания поляризатора и анализатора скрещены под углом β , обеспечивающим минимум фототока. При протекании измеряемого тока угол ψ не равен нулю, и на выходе фотоприемника регистрируется фототок.

Отсюда следует, что поворотом анализатора можно добиться исчезновения фототока (т. е. компенсации вращения Фарадея в рабочем теле), если установить анализатор так, чтобы его плоскость пропускания составляла угол $\beta = \pi/2 + \psi$ с плоскостью пропускания поляризатора. Снабдив анализатор точным отсчетным устройством, легко проградуировать систему в единицах тока.

Возможна также иная реализация магнитооптического компенсационного метода. Она состоит в автоматическом поддержании постоянства азимута плоскости поляризации излучения, падающего на анализатор, с помощью обратной связи [6, 7]. Схема такого устройства изображена на рис. 4.2, а. Фототок, возникающий в цепи фотоприемник — усилитель при изменении рабочего тока I_1 приводит к соответствующему изменению вторичного тока I_2 в обмотке второго рабочего тела. Это ведет к повороту плоскости поляризации во втором рабочем теле, равному, но противоположному по знаку повороту плоскости поляризации в первом рабочем теле. Таким образом, в каждый момент времени должно соблюдаться условие:

$$\omega_1 I_1 = \omega_2 I_2, \quad (4.6)$$

где ω_1, ω_2 — число витков на первом и втором рабочих телах соответственно. Данное устройство в целом, как видно из выражения (4.6), эквивалентно трансформатору тока.

Оба эти непосредственных способа использования эффекта Фарадея пригодны для постоянного и переменного токов. Естественное ограничение для их применения — сравнительно малое значение постоянной Верде обычно используемых рабочих тел. Даже в лучших образцах специальных стекол (флинтглас) постоянная Верде не превышает $10 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{тл}^{-1}$. Поэтому угол поворота плоскости поляризации мал. Для увеличения угла поворота можно воспользоваться замечательным свойством эффекта Фарадея — независимостью направления угла вращения плоскости поляризации от направления прохождения света сквозь рабочее тело. Этим, вообще говоря, эффект Фарадея отличается от естественной способности некоторых тел (напри-

мер, раствора сахара, кварца и т. д.), вращать плоскость поляризации потока излучения. Это свойство впервые применил сам Фарадей, многократно отразив луч света, проходивший через рабочее тело, помещенное между зеркалами. Однако в приз-

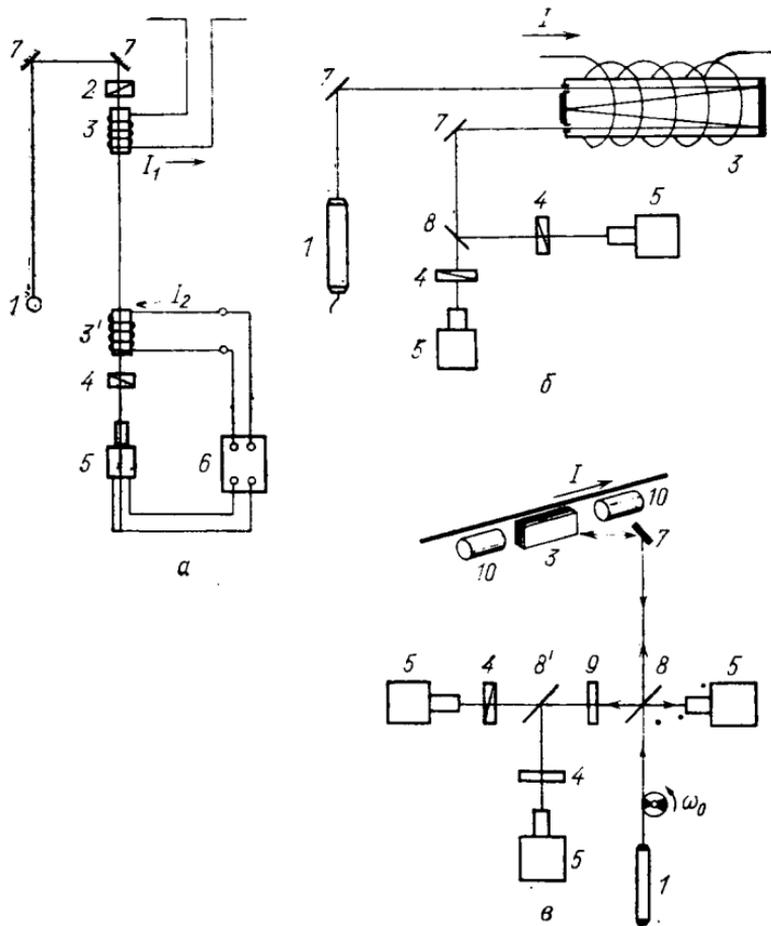


Рис. 4.2. Структурные схемы приборов для измерения тока, основанных на эффекте Фарадея:

а — схема прибора, основанного на компенсационном способе измерения; *б* — схема прибора при многократном прохождении луча через рабочее тело, снабженное зеркалами на торцах; *в* — схема прибора, в котором рабочим телом служит прозрачный ферромагнитный материал: 1 — источник света; 2 — поляризатор; 3 — рабочее тело; 4 — анализатор; 5 — фотоприемник; 6 — усилитель; 7 — непрозрачное зеркало; 8 — полупрозрачное зеркало; 9 — четвертьволновая пластинка; 10 — магниты.

мах из стекла, обычно используемых в качестве рабочего тела, наблюдается двойное лучепреломление, вызванное остаточными механическими напряжениями. Эти напряжения, полностью практически не устранимые отжигом, неоднородно распределены в призмах. Поэтому хотя поворотом призмы вокруг ее оси можно найти положение, при котором двойное лучепреломление

минимально, все же поворот плоскости поляризации потока излучения, изменяющийся с изменением тока, при многократном прохождении луча всегда приводит к значительной паразитной засветке на фотоприемнике [8]. При этом возрастание шумов на выходе фотоприемника снижает точность измерений.

Применение в качестве рабочего тела кюветы с жидкостями (дистиллированная вода, монобромнафталин и др.) устраняет трудности, связанные с двойным лучепреломлением, но оно нецелесообразно из-за сильного влияния изменений температуры, химической нестабильности и т. д.

Наконец, применение многократного внутреннего отражения луча в рабочем теле предъявляет весьма жесткие требования к юстировке всей оптико-механической системы, а также к монохроматичности используемого излучения.

Несмотря на эти ограничения, были сконструированы и выполнены установки для измерения тока на основе рабочего тела из стекла с многократными внутренними отражениями [7, 9]. Схема установки [9] показана на рис. 4.2, б. Излучение газового оптического квантового генератора поляризовано, поэтому в схеме отсутствует поляризатор.

Одной из наиболее существенных особенностей построения канала регистрации магнитооптического сигнала в данной схеме служит предложенный в работе [9] способ измерения сдвига фаз между опорным и магнитооптическим сигналами. Способ пригоден для измерения постоянного и переменного токов, когда, например, $\psi = \psi_0 \sin \omega t$. Если плоскости колебаний анализаторов скрещены под углом $\beta = 45^\circ$, то фототоки с фотоприемников будут следующие:

$$i_1 \sim A(1 + \cos 2\psi); \quad i_2 \sim A(1 + \sin 2\psi). \quad (4.7)$$

После вычитания постоянной составляющей и мультипликативного смещения каждого из сигналов с сигналом несущей частоты ω_0 , который подается в один из каналов сдвинутым по фазе на $\pi/2$, оба сигнала суммируются и суммарный сигнал, пропорциональный $\cos(\omega_0 t - 2\psi)$, подается на фазометр. Опорным сигналом для фазометра служит сигнал несущей частоты. Таким образом, измерив ψ , можно проградуировать фазометр в единицах тока. Среднеквадратическая погрешность измерений этого устройства 0,3%. Автор работы [9] считает, что разрешающая способность устройства ограничена шумами фотоприемников, а не электроникой. Он же предложил видоизменение этой схемы, позволяющее обходиться без мультипликативного смещения и заключающееся в механическом или электрооптическом прерывании потока излучения с частотой ω_0 . Механический прерыватель обеспечивает удовлетворительную работу устройства при измерениях постоянного тока, а электрооптический — переменного. Легко показать, что увеличения точности измерений можно добиться применением в схеме, показанной на рис. 4.1,

модуляции азимутального угла плоскости поляризации излучения, падающего на анализатор [10]. Модулятором может служить качающийся поляризатор, а также ячейка Фарадея, причем напряженность переменного магнитного поля в ней создается с помощью звукового генератора. Поскольку неточность нахождения минимума фототока фотоприемника прямо входит в погрешность измерения тока, необходимо по возможности устранить те источники помех, которые приводят к этой неточности. Такими источниками служат прежде всего низкочастотные шумы фотоприемников, поэтому выбор частоты модуляции и применение синхронного детектирования на основной частоте позволяют добиться существенного улучшения отношения сигнал/шум в системе. Снижая разбаланс системы, например, поворотом анализатора, можно существенно повысить чувствительность при регистрации малого сигнала частоты модуляции. Отношение сигнал/шум зависит от спектральных характеристик фотоприемника, интенсивности потока излучения, ширины полосы пропускания, амплитуды модуляции и качества поляризующих приборов. Выбором оптимальных характеристик элементов можно добиться высокого отношения сигнал/шум (порядка 10^3). Для увеличения выходного сигнала предложена схема [11], в которой вместо обычного анализатора используется призма Волластона, раздваивающая падающий на нее луч на два со взаимно перпендикулярными направлениями колебаний электрического вектора. Фототоки в каждом из двух одинаковых приемников, на которые падают световые потоки из призмы Волластона, следующие:

$$i' \sim A \cos^2(\beta + \psi); \quad i'' \sim A \sin^2(\beta - \psi). \quad (4.8)$$

Суммарный ток в фотоприемниках, включенных по дифференциальной схеме:

$$i' - i'' \sim A [\cos^2(\beta + \psi) - \sin^2(\beta - \psi)], \quad (4.9)$$

откуда следует, что при $\beta = 45^\circ$ составляющие тока от неповернутой части обоих пучков взаимно компенсируются, а разность интенсивностей светового потока, обусловленная оптической активностью рабочего тела, оказывается максимальной. В результате подобная симметричная система с двумя выходами дает вдвое больший сигнал, чем система с отдельными поляризатором и анализатором, скрещенными под углом 45° .

Предложена также [12] схема устройства, в котором чувствительность улучшена в результате удвоения пути света в рабочем теле и одновременно разделения светового потока на два, причем интенсивность обоих потоков находится в заданном соотношении. Конструкция устройства весьма компактна: рабочее тело в виде фигурной призмы, на один из торцов которой наклеены два зеркала — одно полупрозрачное, а другое полно-

стью отражающее, причем они образуют эксцентричный мениск, что позволяет расщепить луч, входящий через поляризатор в рабочее тело с противоположного торца; поляризатор также наклеен на призму. Отраженные лучи выходят из рабочего тела через два наклонных анализатора, которые расположены на входной стороне призмы под углом друг к другу.

Благодаря успехам, достигнутым в последнее время в области синтеза и обработки новых магнитных материалов, оказывается возможным конструировать устройства для измерения тока, не создавая соленоида на рабочем теле, причем нет необходимости в многократном прохождении луча через рабочее тело. К таким материалам относятся иттрий-железистый и иттрий-алюминиевый гранаты, а также некоторые ортоферриты. В этих материалах, являющихся оксидными ферромагнетиками, наблюдается весьма большое фарадеевское вращение. Они изготавливаются в виде монокристаллов, из которых затем вырезают ориентированные прозрачные в видимой и в инфракрасной областях пластинки определенной толщины (несколько десятков микрон). Поскольку эти материалы оптически двуосны, то, будучи вырезанными нормально к оси, вдоль которой расположен вектор намагниченности, обладают значительным двойным лучепреломлением, что приводит к необходимости введения в ход лучей четвертьволновой пластинки. Кроме того, как известно, перемагничивание ферромагнетиков в обычных условиях носит гистерезисный характер, что заставляет принимать специальные меры для линеаризации измерений. Схема устройства для измерения тока с применением ферромагнитного материала показана на рис. 4.2, в. В ней использованы принципиальные улучшения канала регистрации, предложенные в работе [9]. Световой поток, прерываемый с частотой ω_0 , проходит через полупрозрачное зеркало на рабочее тело. Часть потока, отражаясь от этого зеркала, идет на фотоприемник, формирующий опорный сигнал. Отразившись от зеркала, расположенного на задней стороне рабочего тела, и, таким образом, пройдя его дважды, световой поток отражается от зеркала δ и попадает на второе полупрозрачное зеркало δ' , расщепляющее поток на две части. Анализаторы скрещены под углом 45° . Для устранения эффектов, связанных с гистерезисом перемагничивания, рабочее тело помещено в постоянное магнитное поле, образованное магнитами. Направление этого поля нормально к направлению магнитного поля, создаваемого измеряемым током.

Эта схема предназначена для измерения постоянного тока. Погрешность измерения около 1%, что, по мнению автора, не служит пределом достигнутой точности.

Некоторые различные варианты схем измерения тока с помощью магнитооптического эффекта Фарадея рассмотрены в работах [13—17], где обсуждаются вопросы усовершенствования отдельных узлов общей схемы.

4.3. ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА КЕРРА

Применение магнитооптического эффекта Керра для бесконтактного измерения тока основано на регистрации состояния намагниченности на зеркальноотражающей поверхности ферромагнитного материала. Изменение намагниченности можно фиксировать с помощью соответствующего фотоприемника или визуальным наблюдением изменений доменной структуры.

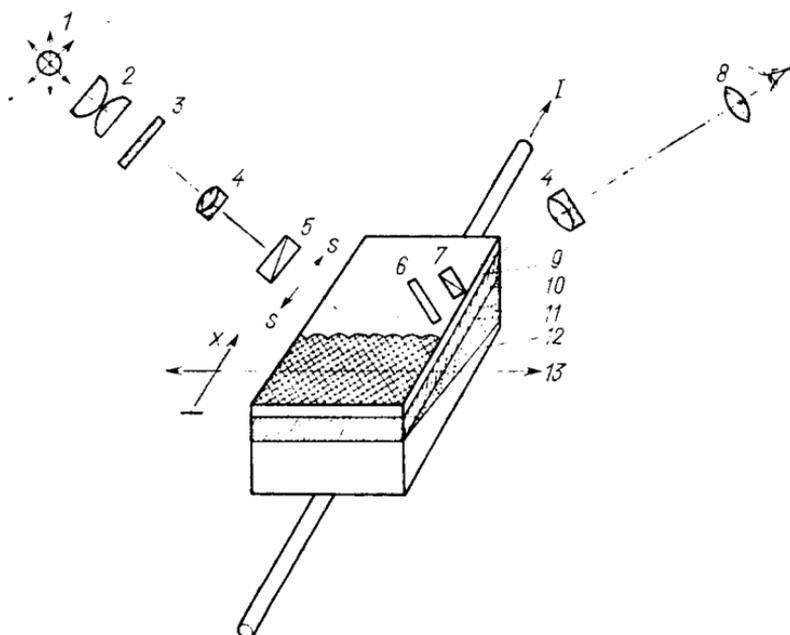


Рис. 4.3. Структурная схема прибора для измерения тока с помощью меридионального эффекта Керра:

1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — светофильтр; 4 — объектив; 5 — поляризатор; 6 — четвертьволновая пластинка; 7 — анализатор; 8 — окуляр; 9 — диэлектрическая пленка сульфида цинка; 10 — рабочее тело; 11 — слой алюминия; 12 — стеклянная подложка; 13 — ось легкого намагничивания — координата и направление движения доменной стенки при возрастании тока.

Известно [18], что 180-градусная доменная стенка*, находящаяся в поле с магнитной индукцией B_0 , параллельной направлению оси легкого намагничивания доменов, расположенных по обе стороны от стенки, испытывает давление $2B_0J/\mu_0$. Это давление приводит к упругому смещению

$$x = (2B_0J)/\mu_0\xi, \quad (4.10)$$

где ξ — постоянная упругой связи; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн} \cdot \text{м}^{-1}$. Из выражения (4.10) видно, что смещение стенки линейно связано с B_0 , однако при учете силы трения, возникающей при движе-

* Это стенка между двумя ферромагнитными доменами, векторы намагниченности которых составляют между собой угол 3 рад .

нии стенки с большой скоростью, линейная зависимость существенно нарушается. Если B_0 больше коэрцитивной силы, то образец перемагничивается полностью, поэтому, создав градиент коэрцитивной силы в направлении, перпендикулярном к оси легкого намагничивания, можно обеспечить плавную зависимость координаты смещения стенки от напряженности однородного магнитного поля (т. е. от тока).

Схема устройства для измерения тока, реализующая указанный принцип, предложена в работах [19, 20]. В этой схеме использована тонкая прямоугольная пленка пермаллоя, у которой соотношение длины к ширине равно 8 : 1. Ось легкого намагничивания перпендикулярна к длинной стороне пленки, которая нанесена на слой алюминия. Градиент коэрцитивной силы создается выбором профиля алюминиевого подслоя (рис. 4.3). Подложкой служит стекло. Пленочный датчик ориентирован вдоль проводника с током так, чтобы напряженность магнитного поля в плоскости пленки была однородна. Поскольку коэрцитивная сила минимальна вблизи тонкого края алюминиевого подслоя, движение доменной стенки при возрастании тока осуществляется по стрелке x . Ток измеряется отсчетом координаты положения доменной стенки. Для измерений по этому способу необходимо юстировать оптическую систему так, чтобы плоскость поляризации света была строго координирована с плоскостью падения, и обеспечить высокую контрастность изображения доменной стенки. Этого можно достичь путем нанесения на магнитную пленку диэлектрического слоя (например, ZnS), применения монохроматического освещения (светофильтр) и фазовой (четвертьволновой) пластинки. Погрешность измерения тока около 3%.

Недостатки данной системы — ограниченные пределы измерения из-за конечной длины магнитной пленки и трудностей фокусировки освещения, а также существенно нелинейный характер зависимости координаты положения стенки от тока. Кроме того, иногда затруднительно добиться необходимого увеличения.

5.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Бесконтактное измерение постоянных и импульсных токов переноса можно осуществить с помощью статических, динамических и параметрических электрометрических преобразователей. Рассмотрим в указанном порядке их принцип действия и область применения.

При помещении изолированной металлической пластины, называемой в дальнейшем измерительным электродом, в электрическое поле движущихся заряженных частиц (рис. 5.1, а) на ней возникает наведенный заряд

$$q = \epsilon_a E_n s, \quad (5.1)$$

где E_n — нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля; s — площадь электрода. Если сопротивление изоляции $R \rightarrow \infty$, то потенциал электрода, обусловленный этим зарядом,

$$U = (\epsilon_a E_n s) / C, \quad (5.2)$$

где C — емкость электрода относительно поверхности нулевого потенциала. Определив из выражения (5.2) E_n и зная расстояние от поверхности электрода до траектории движения частиц, можно найти линейную плотность зарядов σ и образованный ими ток I . Действительно, из определения тока как количества электричества, переносимого в единицу времени через поперечное сечение, имеем

$$I = Q/t = ne_0/t, \quad (5.3)$$

где n — число носителей зарядов; e_0 — заряд одного носителя.

Линейная плотность

$$\sigma = I/v. \quad (5.4)$$

Здесь v — скорость движения носителей, определяемая их энергией и массой. Для определения напряженности электрического поля E вокруг, например, пучка заряженных частиц, продольные размеры которого во много раз больше его попереч-

ных размеров, можно воспользоваться уравнением, справедливым для тонкой заряженной нити [1]

$$E = \sigma / (2\pi\epsilon_0 r), \quad (5.5)$$

где r — кратчайшее расстояние от нити до точки, в которой определяется поле. Пользуясь выражениями (5.2), (5.4), (5.5) и полагая $E_n = E$, получим

$$I = \sigma v = 2\pi U r C v s^{-1}. \quad (5.6)$$

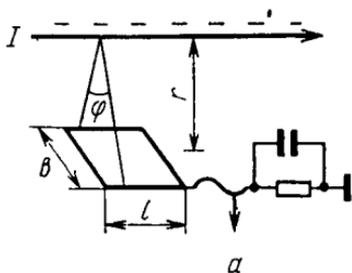
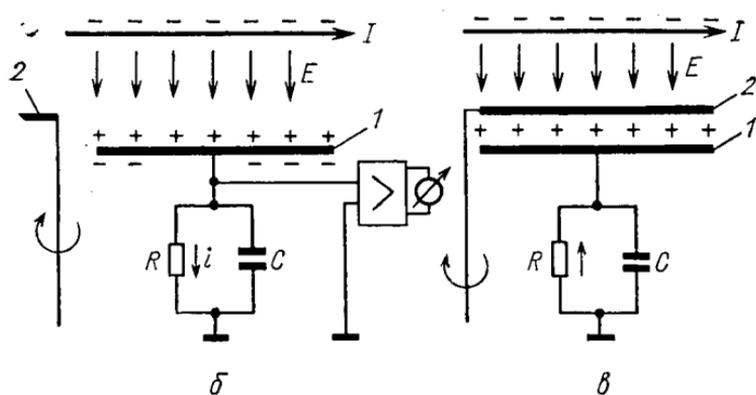


Рис. 5.1. Статический (а) и динамические (б, в) электрометрические преобразователи:

1 — электрод; 2 — вращающийся экран.



Таким образом, для определения тока I помимо измерения наведенного потенциала U необходимо знать скорость движения носителей зарядов v , считая сомножители r , C и s конструктивными постоянными конкретного прибора.

Выражение (5.6), полученное в предположении, что сопротивление утечки измерительного электрода $R = \infty$, в общем случае, при $R \neq \infty$ (из конечного значения входного сопротивления подключаемой измерительной аппаратуры и сопротивления изоляции), справедливо лишь для измерения импульсных токов при условии, что длительность импульса t много меньше постоянной времени утечки $\tau = RC$. Форма наведенного импульса напряжения при этом повторяет форму импульса измеряемого тока, представляющего собой в данном случае движущиеся сгустки заряженных частиц.

Такие статические преобразователи нашли широкое применение в различных импульсных ускорителях, для измерения

постоянных токов они практически непригодны. Объясняется это тем, что поскольку входное сопротивление любого измерительного прибора не равно бесконечности, то наведенный заряд измерительного электрода со временем стечет и потенциал его станет равным нулю независимо от значения тока. Поэтому отсчет необходимо производить сразу же в момент возникновения тока. Для таких измерений необходимо использовать высокочувствительные электрометры и выполнять высокие требования к изоляции.

Теоретически можно представить себе использование статических преобразователей и для длительных измерений постоянных токов, учитывая тот факт, что движущиеся заряды дискретны по своему значению, в результате чего образованное ими поле должно иметь переменную составляющую. Однако в действительности значение последней лежит за пределами чувствительности измерительных приборов. Например, при токе 10^{-6} а, образованном электронами, движущимися со скоростью света, линейная плотность заряда вдоль пучка $\sigma = I/v = 10^{-6}/3 \cdot 10^8 \approx 3,3 \cdot 10^{-15}$ к/м. Тогда, при заряде электрона $e_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ к расстояние между соседними электронами будет $5 \cdot 10^{-3}$ мм. Очевидно, что при реальной протяженности измерительного электрода поле, образованное движущимися зарядами такой плотности, неотлично от поля неподвижной заряженной нити с тем же значением σ и применение статических преобразователей в данном случае по существу невозможно.

Для измерения постоянных токов применяются динамические преобразователи, действие которых основано на преобразовании электростатического поля в переменное периодическим экранированием и экспонированием проводящего тела в электрическом поле, создаваемом измеряемым током. Возникающее при этом движение индуцированных зарядов создает переменный электрический ток, значение которого пропорционально измеряемому полю [3—5].

Простейший динамический преобразователь содержит измерительный электрод-пластину 1 и вращающийся экран 2 (см. рис. 5.1, б и в). Экран соединен с шиной нулевого потенциала (землей) непосредственно, а электрод 1 — через сопротивление входа измерительного усилителя и емкость С (сумму входной емкости усилителя и емкости пластины относительно земли). Частота переменного сигнала, возникающего на измерительном электроде при вращении экрана, равна частоте цикла экранирование — экспонирование.

Кроме измерения токов пучков заряженных частиц такие преобразователи удобно использовать в случаях, когда заряды переносятся с помощью плоского ленточного транспортера, как, например, в электростатических ускорителях.

Применение в преобразователях подвижных частей создает трудности в повышении частоты преобразования, в обеспече-

нии надежности подвижного контакта и т. д. В связи с этим рассмотрим неподвижные параметрические преобразователи напряженности постоянного электрического поля в переменный электрический сигнал (ток, напряжение). В работах [6—9] предложены некоторые устройства, составной частью которых служат элементы из диэлектрика (например, кристалл сегнето-

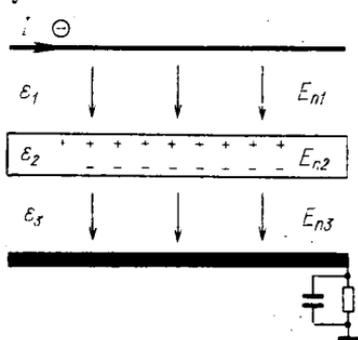


Рис. 5.2. Диэлектрическая пластина в электрическом поле.

электрика), диэлектрическая проницаемость ϵ которых зависит от напряженности воздействующего поля. Рассмотрим возможность использования этого свойства для наших целей.

Внесем в электрическое поле измеряемого тока пластину из диэлектрика (рис. 5.2). Обозначим нормальную составляющую поля до пластины, в пластине и после нее через E_{n1} , E_{n2} , E_{n3} соответственно, а диэлектрические проницаемости соответственно через ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 . Нормальная составляющая вектора

E на границе двух сред 1—2 претерпевает скачок

$$\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2} \text{ и } E_{n2} = E_{n1} \epsilon_1 / \epsilon_2.$$

При переходе в среду 3

$$\epsilon_2 E_{n2} = \epsilon_3 E_{n3} \text{ и } E_{n3} = \epsilon_2 E_{n2} / \epsilon_3 = \epsilon_1 E_{n1} / \epsilon_2,$$

т. е. E_{n3} не зависит от ϵ_2 и при $\epsilon_1 = \epsilon_3$ $E_{n3} = E_{n1}$.

Таким образом, после внесения диэлектрической пластины электрическое поле над измерительным электродом не изменилось. Естественно, что и при принудительном изменении проницаемости диэлектрика, например с помощью переменного напряжения, прикладываемого к боковым граням пластины, картина будет такая же. Ничего не изменится и оттого, что диэлектрическая пластина будет расположена непосредственно на поверхности металлического измерительного электрода. Просто в этом случае границей раздела поля будет не диэлектрик — воздух — металл, а диэлектрик — металл (отметим, что при замене диэлектрика металлической незаряженной и изолированной пластиной поле снаружи от нее также не изменится). Наведенный заряд измерительного электрода изменится только в случае изменения свободного заряда, образующего электрическое поле измеряемого тока. Поскольку независимо от проницаемости диэлектрика заряд остается прежним, то и потенциал измерительного электрода в итоге сохранит свое значение.

Другое дело, если боковые грани кристалла служат обкладками конденсатора в контуре автогенератора, у которого частота генерации $f = F(C) = F'(\epsilon)$. При изменении ϵ в зависимо-

сти от напряженности внешнего поля E будет соответственно изменяться частота генерации f . Принципиальная возможность создания такого параметрического преобразователя представляется реальной. Существенный недостаток его, однако, в том, что на обращенной к источнику поля поверхности кристалла из-за конечности его объемного сопротивления R через некоторое время, определяемое постоянной $\tau = RC$, появится свободный заряд утечки, вследствие чего потенциал поверхности станет равным нулю. (В преобразователях постоянного тока и напряжения, описанных в работе [10], такого явления не будет, так как электроды преобразователя подключены к зажимам источника напряжения достаточной мощности.) Другой недостаток преобразователей этого типа — температурная нестабильность диэлектрической проницаемости, составляющей 1—5% на 1°C , поэтому их можно использовать лишь в сильных полях. Например, для того чтобы емкость сегнетокерамического конденсатора ВК-2 изменилась на 1%, напряженность поля внутри тела кристалла должна увеличиться примерно на $5 \cdot 10^{-2}$ в/мм. Исходя из граничных условий, изменение внешнего поля при этом будет в ϵ раз больше. Считая, что $\epsilon \approx 1000$, получим $\Delta E = 50$ в/мм. Поэтому подобные преобразователи практического применения для измерения токов пучков заряженных частиц не нашли.

5.2. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Электростатические преобразователи применяются главным образом при измерении токов пучков заряженных частиц (особенно импульсных), получаемых в циклических ускорителях и ускорителях прямого действия, что и определяет их конструкцию. Расположены преобразователи обычно внутри вакуумной камеры, где осуществляется ток переноса. Их можно разместить и вне камеры, если она выполнена из изоляционного материала. Однако в этом случае при измерении постоянного тока на внутренней поверхности камеры могут осесть свободные носители зарядов, поле которых будет суммироваться с полем измеряемого тока, внося тем самым соответствующую погрешность. При измерении импульсных токов эти заряды ощутимого влияния не оказывают, так как они создают практически постоянное во времени электрическое поле по сравнению с полем измеряемого тока переноса.

Преобразователи для измерений импульсных токов можно выполнить в виде одной или нескольких металлических пластин различной формы, располагаемых с разных сторон от пучка и через изолирующий вывод подключенных к преусилителю, обычно находящемуся вблизи от электродов на вакуумной камере. Чаще, однако, преобразователь выполняется в виде интегрального преобразователя — открытого цилиндра, охваты-

вающего пучок (рис. 5.3, а). По сравнению с плоскими или неплоскими, но тем не менее разомкнутыми электродами он отличается независимостью наведенного сигнала от положения пучка частиц и большей чувствительностью. На некотором расстоянии от измерительного электрода с обеих сторон устанавливаются металлические охранные кольца или диафрагмы, которые служат для повышения однородности электрического по-

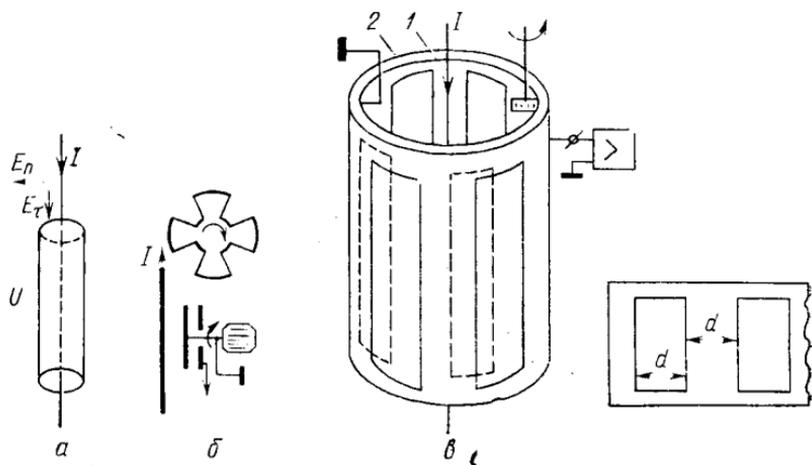


Рис. 5.3. Статический интегральный (а); динамический с плоскими электродами (б) и динамический интегральный (в) преобразователи тока.

ля тока и уменьшения затягивания фронтов наведенного сигнала налетающим и уходящим сгустком частиц. Охранные кольца и диафрагмы, устанавливаемые соосно с электродом, изолированы от него и находятся под нулевым потенциалом (заземлены). Геометрические размеры электрода определяются размером пучка частиц и согласованием его емкости с входной емкостью подключаемой измерительной цепи (см. разд. 5.3).

В некоторых случаях, например при измерении коротких импульсных токов длительностью порядка нескольких наносекунд, размеры преобразователя, окружающей камеры, выводного проводника и т. д. выбирают такими, чтобы вся конструкция в целом составляла согласованную линию с определенным волновым сопротивлением (см. разд. 5.6, рис. 5.11).

На рис. 5.3, б изображен динамический преобразователь для измерения постоянных токов. Основными его частями служат два металлических диска с симметричными секторными вырезами. Оба диска выполняются одинаковыми, причем размеры зазоров между секторами равны размерам последних. Применение дисков типа крыльчатки позволяет увеличить ча-

стоту модуляции измеряемого поля пучка и более эффективно использовать избирательный измерительный усилитель. При скорости вращения экрана n об/мин и числе секторов N частота сигнала $f = nN/60$. Вращающийся диск — экран расположен со стороны измеряемого тока и жестко укреплен на валу двигателя. Неподвижный диск — измерительный электрод, изолированный от вала, размещен соосно с вращающимся экраном. Очень важно в конструкции преобразователя хорошее качество заземления модулирующего (вращающегося) экрана. Заземление можно осуществить медно-графитовой щеткой, которая пружиной прижимается к вращающемуся валику. Между неподвижным измерительным диском и вращающимся экраном существует контактная разность потенциалов, нестабильность которой ограничивает точность измерений. Для уменьшения этой разности и повышения ее стабильности оба диска делают из одного материала (латунь, нержавеющей сталь). Чтобы устранить влияние скользящего контакта, разработаны динамические электрометры с вибрирующими элементами [11].

Преобразователи с плоскими электродами обладают существенным недостатком — их чувствительность зависит от расстояния до центра тяжести измеряемого тока, положение которого может быть неопределенным. Поэтому целесообразно конструкцию преобразователя тока выполнять в виде двух соосных цилиндров с вырезами (см. рис. 5.3, в), где 1 — вращающийся экран, а 2 — наружный измерительный цилиндр. На том же рисунке дана развертка цилиндра. Внутренний экран укреплен на подшипнике, наружная обойма и изолирующая прокладка которого находятся внутри цилиндра 2 (на рисунке не показаны). Вращается экран с помощью зубчатой передачи.

5.3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ПОРОГ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

При измерении токов с помощью электрометрических преобразователей выходной величиной служит напряжение, развиваемое преобразователем на входе измерительного усилителя. Отсюда чувствительность преобразователя к току $S_I = U_a/I$, где I — измеряемый ток; U_a — напряжение измерительного электрода. Иногда удобно пользоваться понятием чувствительности к линейной плотности заряда вдоль пучка S_σ , так как в итоге именно σ определяет напряженность поля E , действующего на преобразователь тока. При этом $S_\sigma = U_a/\sigma = S_I v^{-1}$.

Преобразователи импульсных и постоянных токов существенно отличаются друг от друга, поэтому рассмотрим вопрос об их чувствительности отдельно.

Преобразователи импульсных токов. Как уже сказано, конструкция таких преобразователей чаще всего представляет собой плоскую пластину или цилиндр, охватывающий пучок заряженных частиц. Покажем вначале, что чувствитель-

ность цилиндрического преобразователя тока (при прочих равных условиях) выше чувствительности плоского.

Пусть сгусток заряженных частиц длиной L проходит по оси цилиндра длиной l , причем $L \gg l$. Поток вектора электрической индукции сквозь боковую поверхность $\int_s \mathbf{D} ds = \int_s \epsilon_a \mathbf{E} ds = \epsilon_a E_n s = Q$. Нетрудно видеть, что в данном случае $Q = \sigma l$. Кроме того, поверхностная плотность наведенного заряда α связана с нормальной составляющей напряженности поля соотношением $\epsilon_a E_n = \alpha$, откуда индуцированный заряд

$$q = \alpha s = \epsilon_a E_n s = Q = \sigma l. \quad (5.7)$$

Таким образом, если преобразователь представляет собой соосный с пучком цилиндр, то наведенный на нем заряд q равен произведению линейной плотности заряда пучка на длину цилиндра. Поскольку $V_a = q/C = \sigma l/C$, то выражение (5.6) приобретает вид

$$S_I = U_a I^{-1} = l C^{-1} v^{-1} = k v^{-1}, \quad (5.8)$$

где $k = l C^{-1}$ — конструктивная постоянная преобразователя.

В то же время наведенный заряд пластины длиной l , расположенной параллельно пучку частиц, будет

$$q_{пл} = \sigma \varphi / (2\pi), \quad (5.9)$$

где φ — угол между боковыми образующими пластины и геометрической осью пучка частиц. Нетрудно видеть, что в пределе максимальное значение φ равно π (пучок расположен на бесконечно близком расстоянии от поверхности пластины), поэтому при равных C и l наведенный потенциал цилиндрического электрода по крайней мере в 2 раза больше, чем плоского:

$$U_{цпл} = \frac{\sigma l}{C} \geq 2U_{пл} = \frac{\sigma l}{C} \cdot \frac{\varphi}{\pi}. \quad (5.10)$$

Рассмотрим теперь зависимость чувствительности преобразователя тока от его размеров. Пусть измерительный электрод с радиусом r окружен соосно другим металлическим цилиндром радиусом R (роль которого выполняет ионопровод кругового сечения). Потенциал наружного цилиндра примем равным нулю. Тогда при $L \gg R$ получим, что напряженность электрического поля вокруг тока переноса, образованного, например, пучком заряженных частиц, на расстоянии r от его оси и емкость, образованная цилиндрами, имеют следующие значения:

$$E = \frac{\sigma}{2\pi \epsilon r}; \quad C_a = \frac{2\pi \epsilon_0 l}{\ln r/R}.$$

Наведенный на внутренний цилиндр заряд $q = Es = E2\pi rl$, а потенциал

$$U = \frac{q}{C_3} = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{R}{r}\right) = 1,8 \cdot 10^{-10} \sigma \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (5.11)$$

Как видно из выражения (5.11), наведенный потенциал не зависит от длины электрода l , так как с увеличением последней одновременно возрастает и емкость C .

Учитывая емкости соединительных проводов C_M и входной емкости усилителя $C_{вх}$, находим

$$U_{вх} = 1,8 \cdot 10^{-10} \sigma \ln(R/r) C_3 / (C_3 + C_M + C_{вх}). \quad (5.12)$$

При $l \gg r$ выражение (5.12) приобретает вид

$$U = \sigma l / (C_3 + C_M + C_{вх}) = q / \Sigma C.$$

Отсюда следует, что уменьшение геометрических размеров электрода имеет смысл лишь до тех пор, пока его емкость не станет равной сумме остальных емкостей C_M и $C_{вх}$. При дальнейшем уменьшении C_3 наводимый заряд будет по-прежнему падать, в то время как уменьшение суммарной емкости $C = C_3 + C_M + C_{вх}$ будет незначительным, что приведет к потере чувствительности $S = dU/dq$.

При сравнимых l и r из-за краевых эффектов емкость электрода несколько увеличивается по сравнению с расчетом по классической формуле и выражается как [12]

$$C_3 = 61 \frac{10^{-12} l}{\ln(R/r)} \cdot 4,17 \cdot 10^{-12} \left(\frac{R}{r}\right)^{-0,775}. \quad (5.13)$$

Значение C_3 определяется по формуле (5.13) с погрешностью не больше 5%, если $l = 0,01 - 0,5$ м, а $R/r = 0,5 - 3,6$.

Из выражения для наведенного потенциала $U = \frac{\sigma l}{\Sigma C}$ следует, что при заданных l и C чувствительность преобразователя тока не зависит от формы электродов, которые могут быть эллиптическими, прямоугольными, треугольными и т. д. Таким образом, при заданной длине электрода вдоль пучка следует уменьшать его суммарную емкость относительно поверхностей с нулевым потенциалом. Порядок достигнутой чувствительности в реальных конструкциях составляет $dU_{ср}/dq = 10^{-12}$ в/протон [13]. В работе [14] приведена номограмма расчета наводимого потенциала. Например, при $C_3 = 20$ пф; $i = 9$ см; $\sigma = 10^5$ частица/см и $k = C_3 / (C_3 + C_{вх}) = 0,69$ $U = 6 \cdot 10^{-3}$ в.

Порог чувствительности преобразователя тока обусловлен наличием внешних помех. Поскольку электрический сигнал преобразователя поступает, как правило, через соединительные провода в усилитель, на которые воздействуют те же помехи (дополнительно к собственным шумам), то под порогом чувствительности обычно понимается такой измеряемый ток $I_{пор}$,

при котором амплитуда сигналов на выходе усилителя $U_{\text{вых}}$ равна среднеквадратическому значению напряжения помех $\sqrt{U_{\text{ш}}^2}$. В работе [15] измерялся момент прихода на мишень сгустка протонов длительностью 2—5 нсек и энергией $W = 3 \text{ Мэв}$. При длине цилиндрического электрода 7,5 см его емкость составляла 16 пф, уровень шума при этом (среднеквадратическая величина) 30 мкв и порог чувствительности 0,5 мка. В работах [16—18] вместо цилиндра использовалась пара прямоугольных пластин. Порог чувствительности здесь по заряду в сгустке составлял $(5—10) \cdot 10^5$ частиц, а сама чувствительность $S = 10^{-12}$ в/протон.

Преобразователи постоянных токов. Сделанные выше выводы о зависимости чувствительности от формы и размеров преобразователей импульсных токов полностью справедливы и для преобразователей постоянных токов. Кроме того, чувствительность последних существенно зависит от скорости и характера преобразования постоянного электрического поля тока в переменный, в связи с чем рассмотрим подробно электрические процессы, возникающие в цепи измерительного электрода простейшего преобразователя тока, принцип действия которого рассмотрен в разд. 5.1 (см. рис. 5.1, б и в). Амплитуда и форма потенциала, возникающего на электроде, зависят от соотношения длительности цикла экспонирование — экранирование τ_a и постоянной времени $\tau = RC$, где R — входное сопротивление усилителя, C — суммарная емкость электрода относительно земли. Нетрудно видеть, что в процессе экранирования емкость C изменяет свое значение в результате изменения емкости между пластинами 1 и 2. Для простоты пренебрежем вначале этим изменением.

Пусть пластина 1 экспонируется в поле пучка, несущего отрицательный заряд. Тогда на верхней поверхности пластины возникнет наведенный связанный положительный заряд q , а на нижней — равный ему отрицательный заряд, который через сопротивление R будет стекать на землю (см. рис. 5.1, б). При достаточно длительном экранировании этот заряд стечет полностью, и потенциал электрода станет равным нулю. Если теперь за короткое время (намного меньше, чем τ) заэкранировать пластину (см. рис. 5.1, в), то на ней возникнет положительный потенциал $U = q/C$, при этом через сопротивление R потечет ток обратного направления, компенсирующий заряд q , и потенциал будет уменьшаться с постоянной времени $\tau = RC$. При периодическом экранировании — экспонировании с периодом τ_a , быстрое переходе из одного состояния в другое и большой постоянной времени $\tau \gg \tau_a$ измеряемое напряжение будет иметь вид импульсов прямоугольной формы (рис. 5.4, а) с амплитудой U'_m . Через некоторое время (в зависимости от значения RC) постоянная составляющая заряда емкости стечет и в

установившемся режиме напряжение U будет знакопеременным с амплитудой $U_m = 0,5U'_m$.

Если процесс экспонирования — экранирование носит не импульсный характер, а совершается с постоянной скоростью, то напряжение U будет изменяться примерно по закону треугольника (см. рис. 5.4, б), а переменный ток через сопротивление R — по закону

$$i = dq/dt = \epsilon E_n ds/dt, \quad (5.14)$$

где ds/dt — скорость изменения площади экспонируемой поверхности пластины. Моменты изменения знака i совпадают с началом экранирования или экспонирования. Из выражения (5.14) следует, что при постоянной скорости изменения площади ds/dt в неизменном поле абсолютная величина тока i не изменяется.

Когда постоянные τ и τ_0 сравнимы, то при определении потенциала следует учитывать его уменьшение за счет переменного тока с измерительной пластины. Пусть пластина открыта и на ней индуцируется потенциал $U_1 = \epsilon_a E_n s/C$. С другой стороны, в нее течет ток, который создает заряд q и потенциал $U_2 = -q/C$. Запишем $U_1 - U_2 = iR$ или

$$\frac{\epsilon_a E_n s}{C} - \frac{q}{C} = R \frac{dq}{dt}.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$q = \exp\left(-\int \frac{dt}{RC}\right) \left[\int \frac{E_n s}{RC} \exp\left(\int \frac{dt}{RC}\right) + A \right]. \quad (5.15)$$

Зная q , можно определить $i = dq/dt$. Произвольная постоянная A в установившемся режиме определяется из условия ненакапливаемости заряда, т. е. из условия, что изменение q за весь цикл должно равняться нулю. При решении следует учитывать также, что в действительности зазор между измерительной пластиной и экраном мал, и поэтому емкость C изменяет свое значение в течение одного цикла от C_0 — пластина полностью открыта до $C_{\text{макс}}$ — пластина заэкранирована. Соответственно изменяется и постоянная $\tau = RC$ от $\tau_{\text{макс}}$ до τ_0 . Решение уравнения (5.15) весьма громоздко, и для определения закона изменения тока можно воспользоваться графиками, приведенными в работе [3].

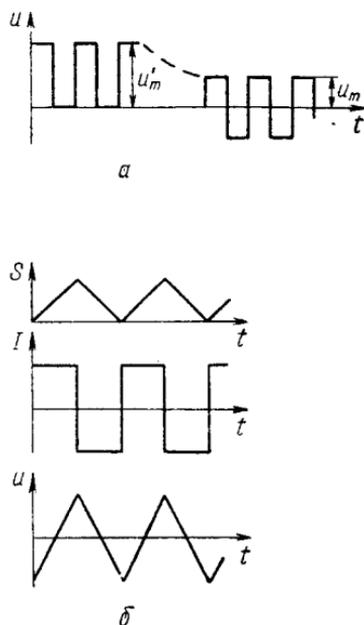


Рис. 5.4. Потенциал и ток электрода при импульсном экранировании (а) и при линейном изменении экспонируемой площади (б).

Рассматривая зависимость протекающих процессов от скорости вращения экрана ω , режим работы преобразователя можно условно разделить на два: токовый, когда заряд измерительной пластины за время цикла успевает полностью стекать [$R \ll 1/(\omega C_0)$], и режим напряжения, когда на пластине имеется только индуцированный заряд [$R \gg 1/(\omega C_0)$]. В токовом режиме

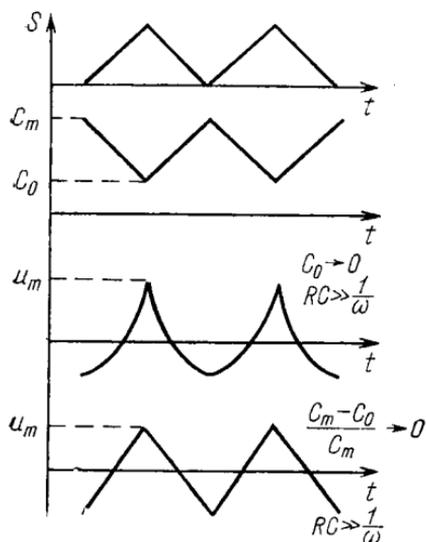


Рис. 5.5. Диаграмма экспонируемой площади s , емкости C и потенциала U измерительного электрода.

через сопротивление R протекает переменный ток, форма которого соответствует изменению $dq/dt = ds/dt$. При равномерном изменении площади форма тока, прямоугольная. Переход от токового режима к режиму напряжения сопровождается сдвигом фазы напряжения выхода преобразователя на 90° .

Анализируя зависимость тока преобразователя от скорости вращения экрана, можно прийти к выводу, что увеличение числа оборотов приводит к возрастанию эффективного значения тока $i = dq/dt$ до тех пор, пока

$$\frac{C_{\text{макс}} - C_0}{\pi} \omega R < \frac{1}{2}$$

или

$$\frac{1}{2} > kR = 2 \frac{\tau_{\text{макс}} - \tau_0}{\tau_0},$$

где $k = (C_{\text{макс}} - C_0)\omega/\pi$. При увеличении $kR > 0,5$ токовый режим переходит в режим напряжения. При $R \rightarrow \infty$ максимальный потенциал открытой измерительной пластины $U_{\text{макс}} = q/C$.

На рис. 5.5 приведены диаграммы $U = f(t)$ при различных значениях C_0 , $C_{\text{макс}}$ и R . Как видно из рисунка, для увеличения чувствительности выгодно брать C_0 возможно меньшим, но импульс при этом получается заостренным, что повышает требования к частотной характеристике усилителя в области высоких частот. Увеличение C_0 делает форму наведенного сигнала более плавной, но при этом падает его амплитуда. При $C_0 \approx C_{\text{макс}}$ форма импульсов симметричная, треугольная.

На рис. 5.6 показана зависимость $U_{\text{макс}} = f(RC_0/\tau_0)$. Из рисунка видно, что для исключения влияния частоты вращения экрана на амплитуду сигнала следует работать в области $RC_0 = (5 \div 10)\tau_0$. При заданном C_0 чувствительность в данном случае будет наибольшей. Теоретически достигаемый максимум наведенного потенциала при заданном измеряемом токе равен потенциалу поля, существовавшего в этой части пространства до внесения туда электрода. На практике часто требуется уве-

личить отношение сигнал/шум, поэтому в данном случае целесообразнее работать в режиме, когда электростатический преобразователь развивает на выходе максимальную мощность. Такой режим приводит к условию $1 > kR > 1/2$.

Как показано выше, для увеличения чувствительности преобразователь выгодно выполнять в виде цилиндра (см. рис. 5.3, б). Экспонируемая площадь измерительного электрода составляет половину всей площади боковой поверхности цилиндра (другая половина — окна), поэтому наведенный заряд $q = 0,5 \sigma l$ (l — длина электрода), а наибольшее за период значение наведенного потенциала $U = (0,5 - 0,25) \times \sigma l / C_0$. Для примера определим U при измерении тока $I = 1$ а пучка электронов с энергией $W = 1$ Мэв. Пусть частота преобразования $f = 100$ гц, $R = 10^9$ ом и $C_0 = 50$ пф. При энергии 1 Мэв скорость электронов практически равна скорости света. Тогда $\sigma = I/v \approx 3,3 \times 10^{-9}$ к/м. Поскольку $RC = 0,05$ сек, а период $T = 1/f = 0,01$ сек, то измеритель будет работать в режиме напряжения. В этом случае полное изменение потенциала за период

$$U = q/C_0 = (1/2) \cdot (\sigma l / C_0) \approx 3,3 \text{ в.}$$

При $C_0 = C_{\text{макс}}$ импульс симметричен, и его амплитуда равна 1,65 в.

Порог чувствительности преобразователя тока по наведенному напряжению определяется различными помехами и на практике равен примерно $1 \cdot 10^{-4}$ в. Важная составная часть сигнала помех — помехи от скользящего контакта. Ограничение на порог чувствительности накладывает также непостоянство контактной разности потенциалов между измерительным и вращающимся электродами. В целом эти помехи сравнимы с напряженностью поля $E = 0,1 - 0,2$ в/см. Такие поля создают пучки релятивистских электронов, образующих ток 1—2 ма на расстоянии 5 см. Очевидно, данные значения токов и следует считать в этом случае порогом чувствительности, однако для тока частиц с меньшей скоростью чувствительность повысится и порог чувствительности соответственно будет ниже.

5.4. ЗАВИСИМОСТЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Описываемые преобразователи применяются главным образом в ускорительной технике, где основными параметрами пучка принято считать I и энергию W , поэтому рассмотрим чувствительность по току как функцию энергии $S_I = f(W)_I = \text{const.}$

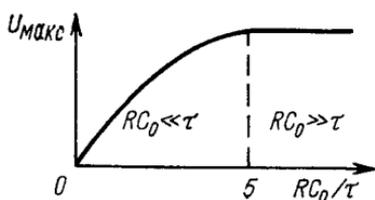


Рис. 5.6. Зависимость выходного напряжения преобразователя от периода экранирования.

Из уравнения (5.8) видно, что с уменьшением скорости частиц v чувствительность возрастает при одном и том же значении тока I . Например, при одинаковых I и W значение σ , а следовательно, и S_I больше для протонного пучка, чем для пуч-

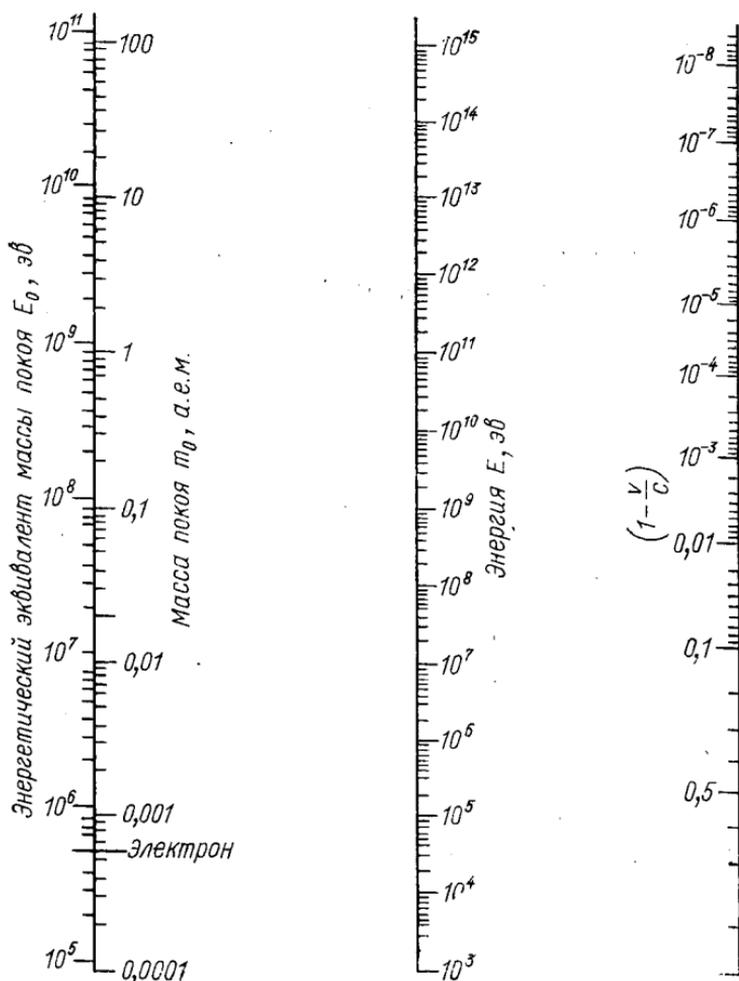


Рис. 5.7. Номограмма, позволяющая определить соотношение между массой покоя, энергией и скоростью частиц высокой энергии.

ка электронов, так как масса протонов больше, а скорость меньше массы и скорости электронов. Скорость частиц v в зависимости от их энергии можно определить из выражения

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + W/W_0)^2}}, \quad (5.16)$$

где W_0 — энергетический эквивалент массы покоя, а c — скорость света.

На рис. 5.7 приведена номограмма, показывающая соотношение между массой покоя, энергией и скоростью частиц. Прямая линия, проведенная через значения энергии и массы покоя, пересечет третью линию в точке, указывающей конечную скорость. Значения W_0 для элементарных частиц: электрона, протона, дейтрона и α -частицы соответственно 0,51098; 938,235; 1857,54; 3727,23 Мэв.

В широко распространенных ускорителях прямого действия энергия ускоренных частиц лежит в пределах от 0,3 до 10 Мэв, поэтому чувствительность измерительного устройства удобно сравнить с чувствительностью S_I^0 , определенной для электронов с энергией 1 Мэв. Тогда при других значениях энергии чувствительность можно определить введением поправочного коэффициента $K_v: S_I = S_I^0 K_v$, где $K_v = v_W / v_{W=1 \text{ Мэв}}$.

На рис. 5.8 приведены графики $K_{vэ} = f(W)$ и $K_{vп} = f(W)$ для электронов и протонов соответственно.

Из сказанного выше следует, что применять электрометрические преобразователи выгодно при измерении токов заряженных частиц с большой массой и малой энергией. Достижимая чувствительность в этом случае может оказаться существенно выше, чем при других способах бесконтактного измерения.

5.5. ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА

Частотные свойства электрометрических преобразователей импульсных токов определяют зависимости фронтов и амплитуды наведенного импульса от соотношения длины и скорости движения сгустка заряженных частиц и длины измерительного электрода и его постоянной времени. Частотные же свойства преобразователей постоянных токов определяют полосу пропускания пульсаций постоянной составляющей измеряемого тока.

Пусть длина измерительного электрода цилиндрической формы равна l , а длительность импульса тока частиц — t_{cr} . Длину движущегося сгустка можно найти из уравнения

$$L_{cr} \approx t_{cr} \sqrt{2WM},$$

где W — энергия и M — масса частицы. Рассмотрим случай, когда $l > L$ и $l < L$, считая распределение плотности заряда по пучку равномерным. В общем случае наведенный заряд при

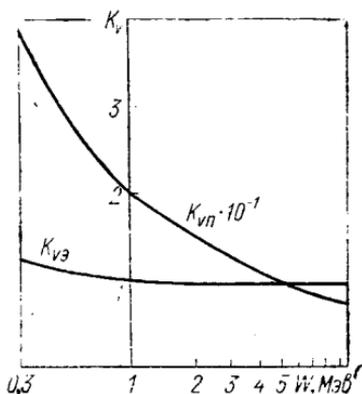


Рис. 5.8. Диаграмма зависимости чувствительности преобразователя тока от энергии электронов $K_{vэ}$ и протонов $K_{vп}$ (при $W=1$ Мэв и $K_a=1$).

$l < L$ $q_{\text{нав}} = I_{\text{сг}} t_{\text{сг}} / (L/l)$ имеет трапецидальную форму, при $l = L$ — треугольную и при $l > L$ — опять трапецидальную форму, но уже с меньшей амплитудой:

$$q_{\text{нав, макс}} = \sigma L = I_{\text{сг}} t_{\text{сг}}; \quad I_{\text{нав}} = I_{\text{сг}},$$

где $I_{\text{сг}}$ — амплитуда измеряемых импульсов тока.

На рис. 5.9 изображены сигналы, наведенные на электрод при наличии охранных колец и при разных L/l [20]. При отсут-

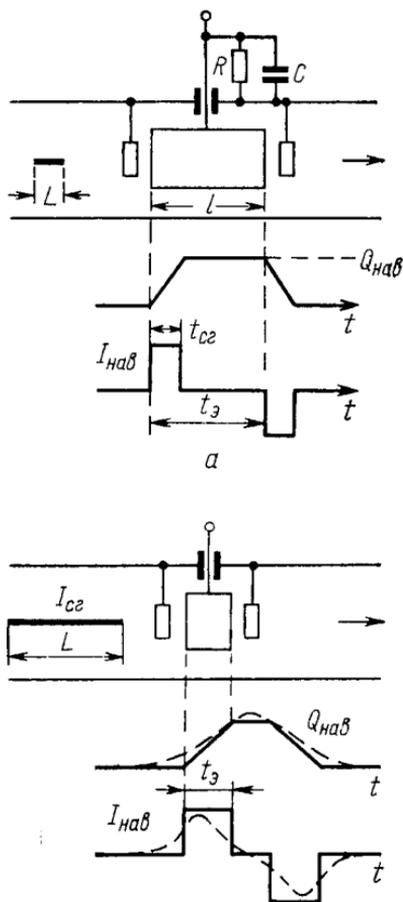


Рис. 5.9. Графики зависимости заряда и тока от времени при $L > x$ (а) и $L < x$ (б).

ствии охранных колец затягивание фронтов показано пунктиром. Охранные кольца увеличивают емкость электрода и снижают его чувствительность, поэтому при измерении длинных импульсов или при достаточно малом диаметре электрода, когда затягиванием фронта можно пренебречь, вводить охранные кольца в конструкцию не следует. На этом же рисунке показана форма наведенного импульса на электроде в зависимости от соотношения длительности импульса $t_{\text{сг}}$ и постоянной времени входной цепи $\tau = RC$ ($C = C_0 + C_{\text{м}} + C_{\text{вх}}$; R — сопротивление утечки). Обозначим время, за которое частица с заданной энергией проходит расстояние, равное длине электрода l ,

через t_0 [$t_0 = l / (2WM)^{-1/2}$]. Тогда при $RC \gg t_0$ импульс напряжения, снимаемый с электрода, имеет форму импульса наведенного заряда. Время фронта этого импульса $t_{\text{ф}} = t_{\text{сг}}$ (см. рис. 5.9, а) или $t_{\text{ф}} = t_0$ (см. рис. 5.9, б). Если (соответственно для этих же случаев) $RC \ll t_{\text{сг}}$ или $RC \ll t_{\text{сг}} / \frac{L}{l}$, то

импульс напряжения имеет форму импульса наведенного тока (а не заряда): $U = I_{\text{нав}} R$. Время фронта этого импульса $t_{\text{ф}} = 2,2 RC$.

Таким образом, для того чтобы форма наведенного напряжения соответствовала форме импульса тока пучка частиц, а чувствительность была максимальной, следует (обеспечив по возможности выполнение условия $l \ll t_{\text{сг}}$) уменьшать емкость C и увеличивать R , соблюдая соотношение $RC \gg t_{\text{сг}}$.

Иногда измерительный электрод используется лишь для регистрации момента прихода сгустков ускоренных частиц. В этом случае к электроду-преобразователю прежде всего предъявляют требование максимальной крутизны нарастания выходного сигнала $S = U_{\text{вых}}/t_{\phi}$. Возможны четыре случая использования преобразователя для этой цели.

1. Электрод длиной $l \gg L$ нагружен на цепочку RC , причем $\tau = RC \gg t_{\text{ср}}$. Тогда $t_{\phi} = t_{\text{ср}}$; $U_{\text{макс}} = Q_{\text{ср}}/C$; $S = Q_{\text{ср}}/Ct_{\text{ср}}$.

2. $l \geq L$; $RC = 0,5 t_{\text{ср}}$. Тогда $t_{\phi} \approx t_{\text{ср}}$; $U_{\text{макс}} = I_{\text{нав}}R = 0,5 Q_{\text{ср}}/C$; $S_{\text{ср}} = 0,5 Q_{\text{ср}}/Ct_{\text{ср}}$. Так как крутизна нарастания сигнала в данном случае непостоянна, то за $S_{\text{ср}}$ принята средняя крутизна за время $t = 2RC$ с момента прихода сгустка.

3. $l < L$; $RC > t_3$; $t_3 = t_{\text{ср}} \left| \frac{L}{l} \right|$. Тогда $t_{\phi} = t_3$; $U_{\text{макс}} = Q_{\text{ср}} \left| \frac{CL}{l} \right|$; $S = Q_{\text{ср}}/Ct_{\text{ср}}$.

4. $l < L$; $RC = 0,5 t_{\text{ср}} \left| \frac{L}{l} \right|$. При этом $t_{\phi} = t_{\text{ср}} \left| \frac{L}{l} \right|$; $U_{\text{макс}} = I_{\text{нав}}R = 0,5 Q_{\text{ср}} \left| \frac{CL}{l} \right|$; $S_{\text{ср}} = 0,5 \frac{Q_{\text{ср}}}{Ct_{\text{ср}}}$.

В первом и третьем случаях крутизна сигнала больше, чем во втором и четвертом. Наибольшую крутизну можно получить в третьем случае, когда электрод из-за меньшей длины имеет меньшую емкость (однако следует по возможности соблюдать условие $C_3 \geq C_M + C_{\text{вх}}$). Например, пучок протонов длительностью 2 нсек и энергией 3 Мэв имеет протяженность 4,8 см.

При определении наводимого на электрод импульса напряжения в области релятивистских скоростей следует учитывать относительное уменьшение длины электрода по отношению к длине сгустка частиц [12]. Определим наведенную разность потенциалов на сигнальные электроды движущимся со скоростью v сгустком частиц, имеющим длину L и линейную плотность заряда σ , считая, что последний сосредоточен на геометрической оси пучка. Потенциал в некоторой точке $p'(x; y; z)$, создаваемый элементом длины пучка в системе $x'; y'; z'$, движущейся вместе со сгустком, составит:

$$dU' = \frac{\sigma' dz'_0}{r'} \quad (5.17)$$

где z'_0 — текущая координата по длине пучка. В лабораторной системе x, y, z для $t=0$, т. е. в момент совпадения начала координат обеих систем, имеем

$$dU = \frac{\sigma dz_0}{\sqrt{(r - r_0)^2 + r^2(1 - \beta)^2}} \quad (5.18)$$

$$\text{где } r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}; \quad \beta = v/c.$$

Если в момент $t=0$ координаты концов электрода есть $-l/2$ и $+l/2$, а пучка $-L/2$ и $+L/2$, то, проинтегрировав выражение (5.18) по z_0 , получим

$$U = \sigma \left(\operatorname{Arsh} \frac{L/2 - z}{R \sqrt{1 - \beta^2}} + \operatorname{Arsh} \frac{L/2 + z}{R \sqrt{1 - \beta^2}} \right).$$

Взяв средний интеграл по z от $-l/2$ до $+l/2$ при предельном переходе $\sqrt{1 - \beta^2} \rightarrow 0$, для потенциала электрода будем иметь

$$U = \sigma \left[\frac{L}{2} \ln \frac{L+1}{L-1} + \ln \frac{L^2 - l^2}{4R^2} + 2 \ln \frac{W}{mc^2} \right], \quad (5.19)$$

где W — полная энергия частиц в пучке.

Разность напряжений между двумя соосными цилиндрическими электродами радиусами R и r

$$\Delta U = \bar{U}_{R=R} - \bar{U}_{R=r} = 2\sigma \ln R/r$$

и не зависит от L/r . Отсюда следует, что для определения наводимого на электрод напряжения пучком конечной длины, движущимся с околосветовой скоростью, можно использовать соотношения, верные для покоящейся заряженной пети бесконечной длины. Этот вывод, являющийся следствием лоренцева сокращения длины электрода в системе координат x' ; y' ; z' , движущейся вместе с пучком, можно учесть при измерении амплитуды и формы импульсов тока электронов, ускоренных до энергии $W > 10$ Мэв, когда их скорость весьма близка к скорости света.

При измерении постоянных токов с помощью динамических преобразователей верхняя граница полосы пропускания определяется частотой преобразования постоянного поля в переменное. Принято считать, что передаточная функция модулирующего устройства не изменяется от частоты входного сигнала, равной примерно 0,1 частоты модуляции. Достижимая частота преобразования динамических преобразователей лежит в пределах от 200 до 500 гц. Отсюда их полоса пропускания составляет от 0—20 до 0—50 гц. Расширить полосу принципиально возможно использованием второго дополнительного электрода [3]. Если за измерительным электродом, выполненным, например, в форме крыльчатки, расположить другой такой же, сдвинутый относительно первого на соответствующий угол так, что когда один электрод открыт полностью, второй закрыт экраном, то суммарная площадь электродов, экспонируемая в электрическом поле тока переноса, остается постоянной. Воспользовавшись этим обстоятельством и сложив сигналы с измерительных электродов, можно получить частотную характеристику, не зависящую от скорости вращения экрана.

5.6. ПРИМЕРЫ ПОСТРОЕНИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СХЕМ

Вид и сложность электрической схемы прибора, измеряющего ток переноса с помощью электрометрических преобразователей, определяется условиями измерения и совокупностью параметров измеряемого тока. Наиболее проста схема измерения импульсов тока достаточно большой амплитуды, прямоугольной формы и с малым спадом в пологой части, например в случае, когда ускоряемый пучок частиц при измерении его тока периодически прерывается на короткое время в инжекторе ускорителя. Среднее значение тока при этом легко определяется по амплитуде импульсов и их скважности. Когда преобразователь и усилитель импульсов, вольтметр или осциллограф по условиям работы удалены друг от друга, то емкость соединительного кабеля может намного уменьшить чувствительность электрода. Чтобы избежать это, используют катодный (эмиттерный) повторитель, устанавливаемый непосредственно на камере у измерительных электродов. Если плотность заряда в импульсе изменяется, а длительность импульсов непостоянна, то измерение среднего значения тока по максимальной амплитуде наведенного сигнала становится невозможным. В этом случае среднее значение тока измеряется с помощью детектора.

Иногда, например в циклических ускорителях, задачу измерения интенсивности пучка, т. е. числа частиц в импульсе тока, можно свести к измерению среднего за период обращения сгустка по орбите ускорителя наведенного на сигнальный электрод напряжения, т. е. его постоянной составляющей. При этом, учитывая, что изменение интенсивности от импульса к импульсу происходит относительно медленно, можно усреднять измеренное U_a за время, значительно превышающее период повторения. Однако постоянная составляющая сигнала на электроде в процессе измерения теряется из-за конечности сопротивления утечки электрода ($R_{вх}$ усилителя), поэтому на выходе широкополосного усилителя используется детектор по схеме восстановления постоянной составляющей. Погрешности в измерении интенсивности пучка с использованием схемы восстановления определяются точностью установки коэффициента передачи широкополосного усилителя и его полосой. Нижняя граница полосы усилителя определяет точность измерения интенсивности в начале цикла ускорения. В устройстве, описанном в работе [13], абсолютное значение коэффициента передачи поддерживалось с погрешностью $\pm 1\%$ благодаря применению стабилизированных глубокой обратной связью широкополосных усилителей и периодической регулировке с помощью контрольной аппаратуры. Верхняя граница полосы усилителя выбирается примерно в 20 раз больше частоты основной гармоники. Считается, что при неравномерности частотной характеристики усилителя 3 дБ

погрешность в измерении будет меньше 1% при любом распределении частиц в пучке.

Среднее значение импульсного тока переноса можно определить также измерением первой гармоники наведенного напряжения, которая в данном случае выделяется с помощью избирательного усилителя. Точность измерения при этом падает. Однако в некоторых случаях, например при $t_{cr} \leq 0,2t_{повт}$, по-

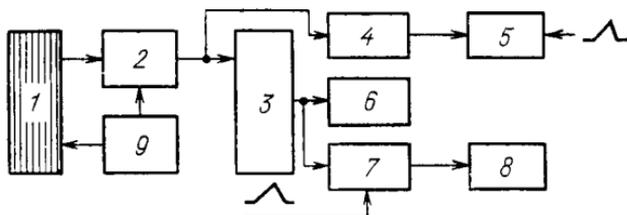


Рис. 5.10. Структурная схема прибора для измерения тока пучка заряженных частиц в ускорителе на 7 Гэв:

1 — преобразователь; 2 — широкополосный усилитель; 3 — восстановитель постоянной составляющей; 4 — высокочастотный осциллограф; 5 — схема задержки растровой развертки; 6 — низкочастотный осциллограф; 7 — схема памяти; 8 — потенциометр; 9 — аппаратура контроля.

грешность измерений может не превышать 6% (подробнее см. разд. 5.6).

Для улучшения отношения сигнал/шум применяют предварительный усилитель, конструктивно объединяя его с катодным повторителем.

На рис. 5.10 изображена структурная схема прибора для измерения интенсивности пучка протонов с энергией до 7 Гэв [13]. Прибор состоит из электрода, выходной сигнал которого пропорционален мгновенной азимутальной плотности частиц ускоряемого пучка в месте установки; усилителей этого сигнала; преобразователя сигнала в напряжение, пропорциональное полному числу ускоряемых протонов; регистрирующих устройств и вспомогательной контрольной аппаратуры. При пролете пучка протонов через электрод на нем индуцируется напряжение $U(t) = I\sigma(t)/C_0$. Сигнальный электрод выполнен в виде цилиндра эллиптического сечения, повторяющего сечение вакуумной камеры и размещенного внутри прямолинейного промежутка соосно с камерой. Для повышения однородности поля, создаваемого пучком, электрод установлен вблизи среза вакуумной камеры так, чтобы расстояния между торцовыми срезами электрода и прилегающими к ним заземленными поверхностями были малы по сравнению с длиной электрода. Длина электродов $l_0 = 20$ см, емкость $C_0 = 60$ пф. Длина сгустка протонов $L_{cr} = 2,5 \cdot 10^4$ см, т. е. $L_{cr} \gg l_0$, поэтому можно считать, что $\sigma(t)$ равняется мгновенной плотности заряда сгустка. Чув-

ствительность сигнального устройства составляла $2,1 \times 10^{-12}$ в/протон. Для учета высоких гармоник при максимальной частоте обращения сгустка на орбите ускорителя $f = 1,2$ Мгц верхняя граница широкополосного усилителя составила 25 Мгц (регулировалась ступенями 25, 10 и 1 Мгц). Нижняя граница полосы — 10, 100 и 500 кгц. Максимальный коэффициент усиления широкополосного усилителя выбран равным 10^4 исходя из того, что нелинейностью схемы восстановления постоянной составляющей можно пренебречь при сигнале 100 мв на ее входе, а шумы широкополосного усилителя, приведенные к его входу, равны 10 мкв. Коэффициент передачи усилителя регулируется ступенями 1:1; 1:10 и 1:100, что при допустимом стократном изменении выходного сигнала (100 мв — 10 в) обеспечивает измерение интенсивности от $5 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^{10}$ протонов в сгустке. Для повышения предела измерения используется емкостный делитель, устанавливаемый непосредственно на выходе сигнального электрода.

Наводки от высокочастотного источника ускоряющего напряжения при максимальной частоте 8,5 Мгц равнялись 20 мкв, что соответствовало интенсивности около 10^7 частиц в сгустке. Собственные шумы усилителя в полосе 25 Мгц составляли 10 мкв. Применение фильтра низких частот на выходе схемы восстановления постоянной составляющей увеличивает отношение сигнал/шум. При полосе фильтра $\Delta f_{\text{нч}} = 5$ кгц пороговый сигнал системы измерения равен 2 мкв ($\approx 10^6$ частиц), однако при этом из-за нелинейности схемы восстановления и эффекта подавления слабого сигнала шумом погрешность измерений примерно 30%.

Широкополосный усилитель состоит из трех последовательных соединенных блоков: входного, размещенного непосредственно на патрубке у сигнального электрода; предварительного усилителя, расположенного на расстоянии 2 м от входного блока, и основного усилителя, размещенного в зале управления. Входной блок состоит из двух стабилизированных каскадов и имеет коэффициент усиления 5 при полосе пропускания 1—50 кгц. Для получения минимального уровня шумов первый каскад выполнен по каскадной схеме, второй каскад — катодный повторитель. Для экранировки от сильных магнитных полей, магнитная индукция которых достигает 0,4 тл, лампы блока заключены в толстостенные экраны. Предварительный усилитель состоит из двух стабилизированных обратной связью усилителей, каждый из которых имеет коэффициент усиления 10 и полосу пропускания 3 кгц — 35 мгц. Основной усилитель имеет коэффициент усиления 20 и полосу пропускания 3 кгц — 30 мгц. Непосредственно на выходе основного усилителя включен восстановитель постоянной составляющей по схеме пикового детектора. Сигнал с выхода схемы восстановления через фильтр низких частот с полосой 5 кгц усиливается стабилизи-

рованным усилителем постоянного тока (коэффициент усиления 5) с малым выходным сопротивлением. Общий максимальный коэффициент передачи всего тракта равен $5 \cdot 10^4$, что соответствует чувствительности всей системы $S = 10^{-7}$ в/протон. Постоянство коэффициента передачи обеспечивается с погрешностью $\pm 1\%$ периодической регулировкой с помощью контрольной аппаратуры. Без регулировки нестабильность коэффициента передачи за 6 ч составляет $\pm 2\%$.

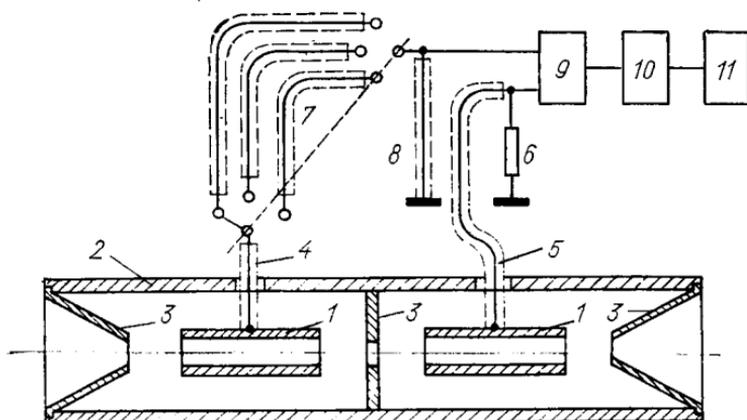


Рис. 5.11. Устройство для измерения коротких импульсов тока и получения стартового сигнала:

1 — преобразователь тока; 2 — инопровод; 3 — диафрагма; 4 и 5 — коаксиальные выводы; 6 — нагрузочное сопротивление; 7 — линия задержки; 8 — короткозамкнутый отрезок кабеля; 9 — схема совпадений; 10 — усилитель; 11 — осциллограф.

Выходное напряжение усилителя постоянного тока поступает в низкочастотный осциллограф, развертка которого синхронизирована с циклом ускорения. Для регистрации интенсивности в каждом цикле используется схема памяти и самопишущий потенциометр. Для наблюдения азимутального (по длине сгустка) распределения частиц на высокочастотный осциллограф подается напряжение непосредственно с выхода предварительного усилителя.

На рис. 5.11 изображено устройство для определения формы и амплитуды импульса тока заряженных частиц длительностью порядка 2—5 нсек, а также для получения стартового сигнала, запускающего физическую аппаратуру при измерении энергии нейтронов по времени пролета [19]. Устройство состоит из двух цилиндрических преобразователей 1, расположенных внутри металлического патрубка (инопровода) 2. Диафрагмы 3 служат для дополнительной экранировки от внешних помех и для экранировки цилиндров от поля подлетающего и удаляющегося сгустка частиц. Для уменьшения емкости цилиндров относительно поверхности нулевого потенциала крайние диафрагмы выполнены конусными. Каждый из цилиндров

образует с корпусом коаксиальную линию с волновым сопротивлением, равным волновому сопротивлению коаксиальных выводов 4 и 5, волновому сопротивлению соединительных кабелей и сопротивлению нагрузки 6. Таким образом, входное сопротивление преобразователей — чисто активное. Для компенсации влияния диэлектрических шайб, изолирующих выходы 4 и 5 от инопровода, на характеристический импеданс диаметр внутреннего проводника выводов в этом месте соответственно уменьшен. Вывод 4 через переменную линию задержки 7, нагруженную на короткозамкнутый отрезок кабеля 8, соединен со схемой совпадения 9, на другой вход которой поступает сигнал с вывода 5. При времени задержки, равном времени прохождения сгустка от центра первого цилиндра до центра второго, сигнал на выходе схемы совпадений наибольший. Время задержки устанавливается в зависимости от энергии частиц. Кабель 8 служит для укорочения длительности импульса, который используется как стробирующий. На выходе схемы амплитуда импульсов пропорциональна соответствующим им во времени мгновенным значениям сигнала от преобразователя тока. Изменяя время задержки укороченного импульса, просматривают различные участки сгустка. После схемы совпадений сигналы поступают в усилитель 10, а затем по кабелю в осциллограф 11. В отличие от обычного стробоскопического осциллографа в данном случае стабильность частоты стробирующего импульса значения не имеет, поскольку она совпадает с частотой исследуемого импульса.

Как устройство отбора стартового сигнала описанный прибор мало чувствителен к помехам. На него оказывают влияние лишь те помехи, разность времени прихода которых на первый и второй цилиндры точно равна времени пролета сгустка между центрами цилиндров.

На рис. 5.12 изображены структурные схемы с динамическими преобразователями постоянных токов. Применение метода компенсации (см. рис. 5.12, а) повышает точность измерений. При равенстве значений поля измеряемого тока и поля неподвижного компенсирующего электрода 4 сигнал измерительного электрода 1 равен нулю. Модуляция полей осуществляется с помощью одинаковых модулирующих электродов 2 и 3. Ток I определяется по значению напряжения U в момент компенсации. В схеме с синхронным детектором (см. рис. 5.12, б) напряжение питания детектора вырабатывается с помощью дополнительных электродов 6, 7 и 8, расположенных на одном валу с измерительными электродами и отделенным от них экраном 9. Все электроды (кроме 8 и 9) выполняются одинаковыми, поэтому сигнал, управляющий детектором, всегда совпадает во времени с измеряемым сигналом и имеет одинаковую с ним форму, в результате чего улучшается избирательность всей системы в целом.

Градуировка прибора осуществляется для определения его цены деления или постоянной. Чувствительность можно получить и расчетным путем, но для этого необходимо знать кроме емкости C еще и эффективную длину измерительного электрода, определить которую, исходя из геометрии, можно, однако, лишь приближенно.

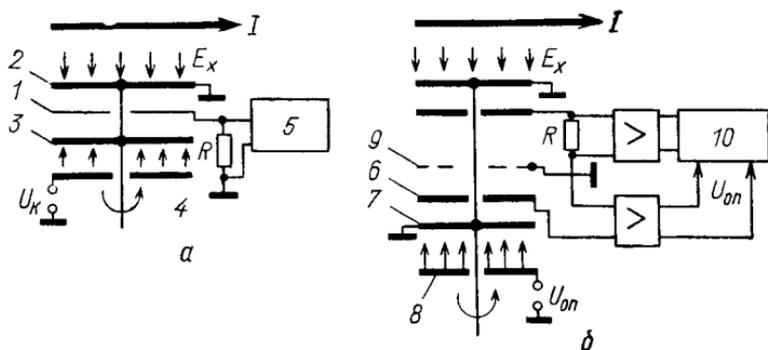


Рис. 5.12. Два варианта структурной схемы прибора для измерения постоянных токов переноса с помощью динамических преобразователей:

1 — измерительный электрод; 2 и 3 — модулирующие электроды; 4 — компенсирующий электрод; 5 — избирательный усилитель; 6, 7 и 8 — дополнительные электроды; 9 — электростатический экран; 10 — синхронный детектор.

но. Дело в том, что выражение для наведенного потенциала в измерителе из двух коаксиальных цилиндров $U = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R}{r}$ получено при идеальном условии нахождения электродов в однородном поле пучка бесконечной длины и не зависит от их длины l , поскольку емкость электродов C_0 и наведенный заряд линейно связаны друг с другом. В реальных условиях вблизи от электрода могут находиться металлические объекты, которые искажают поле, меняя тем самым наведенный заряд

$$q = \sigma l_{\text{эфф}} \text{ и } U(t) = l_{\text{эфф}} \sigma(t) / C_0.$$

Значение $l_{\text{эфф}}$ учитывает, что потенциал на электроде индуцируется зарядом пучка, находящегося внутри электрода, и зарядом части пучка, расположенного вне его. Вторая составляющая индуцированного потенциала зависит от геометрии электрода и прилегающих к нему поверхностей нулевого потенциала. Для получения однородного поля от пучка, при котором наиболее просто и точно можно определить значение $l_{\text{эфф}}$, расстояния h между торцовыми срезами электрода и прилегающими к ним поверхностями должны быть малыми по сравнению с длиной электрода. Это достигается установкой охранных колец. В таком случае [13] при $2h \leq 0,1l_0$

$$l_{\text{эфф}} \approx l_0 + h.$$

Градуировка устройства обычно осуществляется на стенде, где находится источник заряженных частиц, например откачанная трубка с пучком электронов и измерительным цилиндром Фарадея (рис. 5.13, а). Погрешность градуировки при этом определяется погрешностью последнего и лежит в пределах от 1 до 2%. Для имитации пучка металла также применяют металлическую нить, на которую подается потенциал от источника постоянного или импульсного напряжения (см. рис. 5.13, б). Ток нити при этом равен нулю.

5.7. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Из совокупности всех погрешностей, характеризующих прибор для измерения токов на основе применения электрометрических преобразователей, рассмотрим лишь те, которые имеют специфический характер.

Как показано в гл. 1, измерение тока переноса сводится к определению потока вектора \mathbf{D} , создаваемого пространственным зарядом с некоторой линейной плотностью σ . При одном и том же токе I значение σ обратно пропорционально скорости носителей заряда $\sigma = I/v$, поэтому очевидно, что погрешность измерения тока зависит от погрешности определения v . Если ток образован элементарными ускоренными частицами, то их скорость можно определить в зависимости от энергии W при помощи уравнения и номограммы на рис. 5.7 [16]. В свою очередь значение W с погрешностью не более 1% без особых затруднений измеряется широко известными способами. Так, в ускорителях прямого действия для этого используют высоковольтный делитель или роторный вольтметр, при помощи которых измеряют ускоряющее напряжение U , а следовательно, и энергию частиц W ($W = e_0 U$, где e_0 — заряд частицы). Возможно также применение различных анализаторов, калиброванных по известным ядерным реакциям. Из рис. 5.7 видно, что при энергии, превышающей энергию покоя, скорость частиц, приближаясь к скорости света, изменяется незначительно. Так, при изменении W от 1,0 до 1,1 W_0 скорость изменяется примерно на 1,1%, поэтому при таких W погрешностью определения v

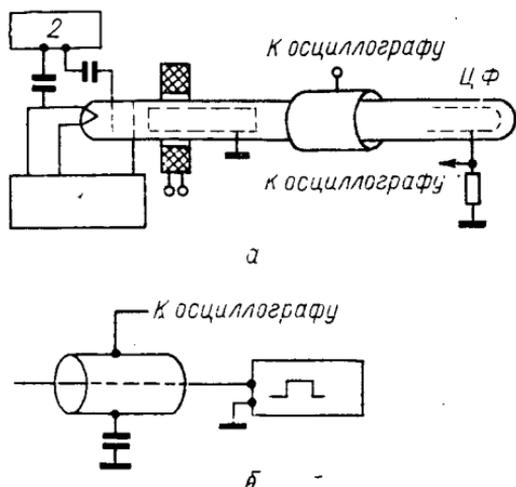


Рис. 5.13. Схемы градуировки преобразователя тока с использованием электронной трубки и цилиндра Фарадея (а) и заряженной нити (б):
1 — блок питания; 2 — модулятор; ЦФ — цилиндр Фарадея.

можно пренебречь, а при $W \geq 2W_0$ чувствительность измерительного устройства можно считать постоянной и не зависящей от энергии частиц. При $W < W_0$ масса частиц считается постоянной и скорость можно найти из уравнения $W = \frac{1}{2} mv^2$.

При погрешности в определении энергии $\delta_W = \Delta W/W$ соответствующая погрешность измерения тока $\delta_{Iv} = 0,5 \delta_W$. Таким образом, указанная погрешность легко учитывается и при использовании широко применяемых средств измерения энергии частиц не превышает 0,5%.

Рассмотрим теперь методическую погрешность, которая возникает в результате замены идеального интегрального преобразователя, изменяющего полный поток через замкнутую поверхность вектора \mathbf{D} , вызванный носителями заряда, образующими ток, реальным преобразователем, измеряющим только часть этого потока.

Методическая (теоретическая) погрешность зависит от конструкции преобразователя и наиболее существенна для плоских разомкнутых электродов. Если плоский электрод расположен в поле параллельного ему пучка заряженных частиц (см. рис. 5.1, а), то наведенный заряд $q = (1/2\pi)l\sigma\varphi$, где φ — угол между боковыми образующими пластины и осью пучка; l — длина электрода. При параллельном смещении на $\pm \Delta r$ наведенный заряд изменится, что приведет к погрешности

$$\delta_{см} = \Delta q/q = |\varphi_1 - \varphi_2| / \varphi_1.$$

При малой ширине электрода (b/r мало) $\delta_{см} \approx \Delta r/r$. При наклоне пучка на угол ψ относительно плоскости электрода соответствующая погрешность $\delta_\psi = \Delta q/q = 1 - \cos \psi$. Нетрудно также показать, что при сравнимых значениях диаметра пучка и расстояния до поверхности электрода проявляется погрешность, зависящая от формы и площади поперечного сечения пучка при неизменном положении его центра тяжести.

В отличие от предыдущего в устройствах с замкнутыми электродами указанные погрешности от смещения и наклона пучка заряженных частиц равны нулю. Например, пусть измерительный электрод цилиндрической формы расположен соосно с пучком. Как показано в разд. 5.3, наведенный заряд в этом случае $q = \sigma l$. Расстояние от поверхности электрода до центра тяжести пучка в это выражение не входит. Очевидно, что при параллельном смещении пучка свободный заряд, заключенный внутри электрода, не изменится, а следовательно, и наведенный заряд останется прежним. Для определения влияния смещения по углу поступим следующим образом. Пусть длина электрода l много меньше его диаметра, а угол наклона пучка близок к 90° настолько, что положение пучка можно считать совпадающим с диаметром электрода $D = 2r$. Вращая электрод вокруг диаметра, образуем сферу с площадью

$s = 4\pi r^2$. При $\psi \rightarrow 90^\circ$ полный наведенный заряд равен заключенному внутри сферы свободному заряду $q_{\text{нав}} = q_{\text{сф}} = 2r\sigma$. Очевидно, что заряд на цилиндре с длиной образующей l будет составлять такую часть от полного заряда, какую часть его площадь составляет от площади сферы

$$q_z = q_{\text{сф}} \frac{s_z}{s_{\text{сф}}} = 2r\sigma \frac{2\pi r l}{4\pi r^2} = \sigma l,$$

т. е. предполагаемая погрешность от наклона равна нулю.

В заключение укажем на еще одну методическую (теоретическую) погрешность δ' , возникающую при измерении среднего значения импульсных токов, если длина импульсов $t_{\text{и}}$ и период их повторения T точно неизвестны. (Например, при измерении среднего значения тока или заряда пучка заряженных частиц в циклических ускорителях.) Очень часто в этих случаях из выходного сигнала электрометрического преобразователя выделяют первую гармонику напряжения, по значению которой судят о среднем значении измеряемого тока (заряда). При этом полагают, что амплитуда первой гармоники равна удвоенному среднему значению напряжения $U_{m1} = 2U_{\text{ср}} = 2S_I I_{\text{ср}}$ ($S_I = U_{\text{ср}}/I_{\text{ср}}$). Тогда измеренное значение тока $I'_{\text{ср}} = U_{m1}/2S_I$.

Точное выражение для U_{m1} , полученное в результате разложения в ряд Фурье последовательности импульсов, имеет вид

$$U_{m1} = \frac{2U_{\text{ср}}T}{\pi t_{\text{и}}} \sin \frac{\pi t_{\text{и}}}{T} = \frac{2S_I I_{\text{ср}}}{x} \sin x,$$

где $x = \pi t_{\text{и}}/T$.

Отсюда $I_{\text{ср}} = \frac{U_{m1}}{2S_I} \cdot \frac{x}{\sin x}$. Погрешность $\delta' = \frac{I' - I}{I} = \frac{x}{\sin x} - 1$.

Значение этой погрешности при изменении x от 0 до 0,5 не превышает 4,12%.

Если импульсы измеряемого тока (заряда) не прямоугольной формы, то указанную погрешность можно определить аналогичным способом. При этом оказывается, что для простых форм, как, например, \sin^2 или треугольная, указанная погрешность имеет тот же порядок или несколько меньше, чем при импульсах тока прямоугольной формы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К гл. 1

1. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., «Энергия», 1968.
2. Шалыг С. С.— В кн.: Электропроводность полупроводников. Вып. 1, 2. Л., Изд-во ЛДНТП, 1956.
3. Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М., «Связь», 1971.
4. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л., «Энергия», 1972.
5. Морозова Н. В. Исследование метода бесконтактного измерения блуждающих токов в железобетонных конструкциях и металлических трубопроводах. Диссертация. М., 1971.
6. Морозова Н. В. Принципы построения бесконтактных измерителей тока с использованием датчиков Холла.— В кн.: Автоматизация на транспорте и в дорожном строительстве. Тр. МАДИ. Вып. 39. М., 1972.

К гл. 2

1. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах. Ч. 1. М., ОНТИ, 1934.
2. Афанасьев Ю. Ф. Феррозонды. Л., «Энергия», 1969.
3. Rogowski, Steinhas.— «Arch. Elektrotechnik», 1912, Nr. 1, S. 141; 1912, Nr. 1, S. 511.
4. Рабкин Л. И., Шольц Н. Н. Магнитодиелектрики и феррокатушки. М.—Л., Госэнергоиздат, 1948.
5. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960.
- ✓ 6. Labuhn F. Garching und Weinhardt. Strommessungen an Impulsentladungen mit Rogowski-Spulen.— «Messtechnik», 1971, Bd. 79, Nr. 6, S. 127—134.
- ✓ 7. Bertoldi W., Kressner H., Pöschel C. Strommessung mit selbstintegrierenden Rogowski-Spulen.— «Experimentelle Technik der Physik», 1967, Bd. 15, Nr. 6.
8. Казанский В. Е., Кузнецов А. П. Авторское свидетельство № 245 907, кл. 21e 36/01.— Бюл. изобрет., № 10, 1969.
9. Малаховский Е. И., Шурин Б. М. Авторское свидетельство № 279 796, кл. 21e 36/01.— Бюл. изобрет., № 27, 1970.
10. Cooper J. On the high-frequency response of a Rogowski coil.— «J. Nucl. Energy», 1963, v. 5, p. 285.
- ✓ 11. Стефановский А. М. Пояс Роговского для измерения токов наносекундной длительности.— «Приборы и техника эксперимента», 1967, № 2.
12. Jeffreys H., Jeffreys B. S. Methods of Mathematical Physics, 1956, p. 493.
13. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 2. М., Физматгиз, 1959, с. 23.
14. Pellinen D. G., Spence P. W. A nanosecond risetime megamere current monitor.— «Rev. Scient. Instrum.», 1971, v. 42, No. 11, p. 1969—1971.

15. Армeнский Е. В., Рыбин В. М. Измеритель тока импульсных пучков заряженных частиц. — В кн.: Тр. МИЭМ. Вып. 1. М., «Энергия», 1966.
16. Толстов Ю. Г. Измерительные трансформаторы постоянного тока и напряжения. М.—Л., Госэнергоиздат, 1951.
17. Белицкая М. С., Лиманов Е. А. Трансформаторы постоянного тока и напряжения. М.—Л., «Энергия», 1964.
18. Рывкин А. М. Выбор параметров и расчет ТПТ. — «Электричество», 1954, № 9.
19. Рейдер А. М. О работе измерительного ТПТ в установившихся и переходных режимах. — «Известия НИИ постоянного тока», 1957, № 1.
20. George O. H. Precise Current Regulation with a Transducer. — «IEEE Transactions on instrumentation and measurement», 1966, v. 15, No. 4.
21. Бурштейн А. И. и др. Измерительный преобразователь тока для систем автоматического регулирования. — В кн.: Электрофизическая аппаратура. Сб. статей НИИЭФА. Вып. 12. М., Атомиздат, 1973.
22. Кондратенко П. А., Тюхин А. А., Шебанин В. В. Авторское свидетельство СССР № 230975, кл. 21e 36/01. — Бюл. изобрет., № 36, 1968.
23. Касаткин О. Г. Авторское свидетельство СССР № 248067, кл. 21e 36/01. — Бюл. изобрет., № 23, 1969.
24. Darrow J. F. Direct current measuring reactance arrangement. USA, No. 3.490.042, кл. 324—117 (Colr, 33/00), 1970.
25. Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М., «Наука», 1966.
26. Янус Р. И., Фридман Л. Х., Дрожжина В. И. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением. — В кн.: Производственно-техническая информация по геофизическому приборостроению. Вып. 3. М., ОКБ МГ и ОН, 1959.
27. Агеев М. Д. Приближенная теория магнитомолекулярных датчиков. — «Автоматика и телемеханика», 1956, т. 17, № 8.
28. Абрамзон Г. В. и др. Авторское свидетельство № 249475, кл. 21e 36/01. — Бюл. изобрет., № 25, 1969.
29. Торияма Хироюки. Ампер-клещи постоянного тока. Патент Японии № 20902, кл. 110 В0, 1969.
30. Yauch D. W., Lillie P. A. Current measuring apparatus. Патент США, No. 362691, кл. 324—127, 1969.
31. Tomsuke I., Shirobu H. Spring-Operation field strength measuring device in an electromagnetic—type ampermetr. Патент США № 3611136, кл. 324—127, 1969.
32. Mülle Kuhrt-G. Moderne Zangenstrommeßgeräte. — «Dtsch Elektro-handwerk», 1969, Bd. 44, Nr. 5, S. 129—130.
33. Meßzangen. «Ind. Anz.», 1972, v. 94, No. 16, p. 348.
34. Коршунов Ю. В., Мелешко Е. А. Магнитный пояс для измерения токов ионов в пучке, выпущенном из циклотрона. — «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 6.
35. Lineberger W. C., Hooper J. W. Noninterrupting method for measuring Pulsed Charged Particle Beam Current. — RSI, 1963, v. 34, No. 10, p. 1123—1125.
36. Бровченко В. Г., Воротников П. Е., Молчанов Ю. Д. Электронные устройства на электростатических ускорителях. М., Атомиздат, 1968.
37. Yamada R. Japanese Journal for Applied Physics, 1962, v. 1, No. 2, p. 92.
38. Армeнский Е. Б., Рыбин В. М. Измерения тока импульсного пучка заряженных частиц. — «Измерительная техника», 1966, № 2.
39. Бровченко В. Г., Молчанов Ю. Д., Строганов Е. А. Измерение импульсов тока магнитными поясами. — «Приборы и техника эксперимента», 1966, № 3.
40. Глазов А. А., Онищенко Л. М. Устройство для воспроизведения формы импульсов тока. — «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 2.
41. Ковальский Г. А., Арефьев В. И., Майшев Ю. П. Токометры для бесконтактного измерения интенсивности пучков заряженных частиц. — «Приборы и техника эксперимента», 1968, № 5.

42. Velrich E., Unruch J., Liebscher H. Verfahren und Vorrichtung zur Messung von gleichgerichten oder unvollständig gleichgerichteten Strömen oder deren Dichten. Патент ГДР № 73579. кл. 21e 36/01, 1970.
43. Абрамзон Г. В. и др. Электронизмерительные клещи постоянного тока.— «Измерительная техника», 1973, № 2.
44. Синицкий Л. А. Измерительные преобразователи постоянного тока. Киев, «Наукова думка», 1965.
45. Завадский Н. Н. Авторское свидетельство СССР № 157996, кл. Н 03, 21a² 18/01. — Бюл. изобрет., № 20, 1963.
46. Ананьев И. П. Авторское свидетельство № 303675, кл. Н 01 39/00; Н 05 7/00. — «Изобретения. Промышленные образцы. Товарные знаки», № 16, 1971.
47. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л., «Энергия», 1972.

К гл. 3

1. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1957.
2. Киреев П. С. Физика полупроводников. М., «Высшая школа», 1969.
3. Wick R. F. Solution of the field problem on the germanium gyrator. — «J. Appl. Phys.», 1954, v. 25, p. 741.
4. Lippmann N. J., Kuhrt F. Der geometrieeinfluss auf den Hall — Effect bei rechteckigen Hallbleiterplatten. — «Ztschr. Naturforschung», 1958, Bd. 13A, S. 474.
5. Герловин И. Л. и др. Режимы эксплуатации и упрощенная технология изготовления датчиков э. д. с. Холла. ГОСИНТИ, № 28—63—207/5.
6. Тетерич Н. М. Генераторы шума и измерение шумовых характеристик. М., «Энергия», 1968.
7. Савенко В. Г., Щелкин А. П. Температурностабильные датчики магнитосопротивления из антимонида индия. — Материалы научно-техн. конф. ЛЭИС. Вып. 5. Л., Изд-во ЛЭИС, 1968.
8. Богомолов В. Н. Устройства с датчиками Холла и датчиками магнитосопротивления. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
9. Кобус А., Тушинский Я. Датчики Холла и магниторезисторы. М., «Энергия», 1971.
10. Хомерики О. К. Применение гальваномангнитных датчиков в устройствах автоматики и измерений. М., «Энергия», 1971.
11. Котенко Г. И. Магниторезисторы. Л., «Энергия», 1972.
12. Серков В. В. Измерение больших постоянных токов интегрирующим контуром, основанным на эффекте Холла. — «Приборы и техника эксперимента», 1962, № 1.
13. Богомолов В. Н., Погодин В. И., Щелкин А. П. Авторское свидетельство СССР № 213972, кл. 21e 36/01. — Бюл. изобрет., № 11, 1968.
14. Савенко В. Г., Щелкин А. П. Бесконтактное измерение токов с помощью эффекта Холла. — Материалы научно-техн. конф. ЛЭИС. Вып. 5. Л., Изд-во ЛЭИС, 1968.
15. Kokavec J., Schilder J. Magnetické obvody pro přístroje a zařízení s Hallovým úmyslem. — «Staloprůmysl obzor», 1968, p. 29.
16. Новогренко Н. М. Измерение электрических токов в прямоугольных шинах с помощью датчиков Холла. — «Изв. вузов. Электромеханика», 1967, № 4.
17. Аракелян А. М., Сааков В. И., Мхатарян М. М. Расчет магнитной системы преобразователя, основанного на эффекте Холла. — «Измерительная техника», 1969, № 11.
18. Болотин И. Б. Применение датчика Холла для осциллографирования больших переменных токов при испытании коммутационной аппаратуры. — «Электричество», 1962, № 1.
19. Borcke V., Martens H., Weiss H. Eine neue Methode zur Messung kleiner

- magnetischer Felder mit Hilfe von magnetfeldabhängigen Widerständen aus Indiumantimonid.—«Solid State Electronics», 1965, v. 8.
20. Орнатский П. М., Таранов С. Г., Брайко В. В. Применение положительной обратной связи для повышения чувствительности к индукции системы с элементом Холла.—«Вестн. Киевск. политехн. ин-та. Сер. авт. и приборостр.», 1965, № 2.
 21. Цирульников Б. М. Использование обратных связей в гальваномагнитных магнитометрах.—«Труды ЛИАП». Вып. 46, 1966.
 22. Савенко В. Г., Шелкин А. П. О применении обратных связей в гальваномагнитных магнитометрах.—Материалы научно-техн. конф. ЛЭИС. Вып. 5. Л., Изд-во ЛЭИС, 1968.
 23. McEvoy J. P., Decell R. F. Accurate Law Magnetic Field Measurement on Superconducting Coils.—«RSI», 1963, v. 34, No. 8, p. 79.
 24. Галаванов В. В. О вольтовой чувствительности датчиков э. д. с. Холла.—«Физика твердого тела», 1960, № 1, с. 62.
 25. Галаванов В. В., Костырко Г. П. Высокочувствительный охлаждаемый датчик Холла из InSb.—«Приборы и техника эксперимента», 1966, № 4.
 26. Разин Г. И., Савенко В. Г., Шелкин А. П. Повышение точности измерителей постоянных токов пучков заряженных частиц, основанных на эффекте Холла.—Материалы научно-техн. конф. ЛЭИС. Вып. 2. Л., Изд-во ЛЭИС, 1970.
 27. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Гостехиздат, 1946.
 28. Меерович Э. А. и др. Устройство на эффекте Холла для измерения постоянного тока на 160—200 ка.—«Электротехника», 1971, № 3.
 29. Меерович Э. А., Андриевская Л. И. Измерение больших постоянных токов с использованием датчиков Холла.—«Электричество», 1967, № 9.
 30. Maaz K., Schmid R. Hochstromjochs mit Hallgeneratoren.—ETZ—A, 1957, Bd. 78, H. 20.
 31. Brunner I. Der Hall-Effekt in inhomogenen Magnetfeld.—«Solid — State Electronics», 1960, v. 1, No. 3, p. 172—175.
 32. Шелкин А. П. Измерение параметров неоднородных магнитных полей с помощью преобразователей Холла. Исследования в области магнитных измерений.—В сб.: Тр. метеорологических институтов СССР. Вып. 140 (200). Л., «Энергия», 1972.
 33. Погодин В. И., Шелкин А. П., Юрьева Г. А. Усовершенствование бесконтактных холловских датчиков интенсивности пучков заряженных частиц.—«Приборы и техника эксперимента», 1967, № 3.
 34. Разин Г. И., Шелкин А. П. Авторское свидетельство № 318894, кл. G01g 33/06.—Бюл. изобрет., № 32, 1971.
 35. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Шелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л., «Энергия», 1972.
 36. Разин Г. И., Шелкин А. П. Устройство для бесконтактного измерения постоянных токов. Авторское свидетельство № 377696, кл. G01g 33/06.—Бюл. изобрет., № 18, 1973.

К гл. 4

1. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М.—Л., Гостехиздат, 1948.
2. Фриш С. Э., Тиморева А. В. Курс общей физики. Т. 2. М., Гостехиздат, 1957.
3. Kittel C. Solid State Physics. Ed. Seitz, Turnbull. N.Y., Academic Press, 1986, p. 443.
4. Moon R. M. Internal structure of cross-tie walls in thin permalloy films through high-resolution bitter techniques.—«J. Appl. Phys.», 1959, v. 30, p. 825.
5. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М., Физматгиз, 1961.
6. Pouard M. Nouvelle «optique» de mesure en très haute tension.—«Schweiz. techn. Z.», 1969, Bd. 66, S. 90.

7. Heroin P. Methodes de mesures électro-optiques d'un courant et d'un tension.—«Bull. Sci. AIM», 1969, v. 82, p. 43.
8. Jaecklin A. A., Lietz M. Birefringence and Faraday Effect.—«J. Appl. Math. and Phys.» (ZAMP), 1969, v. 20, p. 565.
9. Jaecklin A. A. Measuring current at extra-high voltage.—«Laser Focus», 1970, v. 6, p. 35.
10. Кеймах Р. Я., Кудрявцев В. И. Способ объективного измерения угла вращения плоскости поляризации световой волны.—«Приборостроение», 1959, № 11.
11. Sawatzky E., Horne D. Apparatus for direct recording of magneto-optic rotation and magnetic hysteresis.—«Rev. Scient. Instrum.», 1970, v. 41, p. 1284.
12. Bodine J., Gaffard J. Rocherolles R. Патент Франции No. 2041308, кл. G01r, 33/00 (G01r 19/00), 1971.
13. Shogo Y., Atsufumi U. Патент США No. 3605013, кл. 324—96 (G01r 19/00), 1969.
14. Waterman S. W., Harris J. J. Патент Англии No. 1.225237, кл. G1A, G1V (G01r, 15/02), 1971.
15. Evans B. A., Pearson R. F. Патент Англии No. 1170540, кл. G1A; G1V, 1969.
16. Teboul J. Патент Франции No. 2036246, кл. G02b, 27/00; G01r, 31/00, 1970.
17. Mottier F. Патент Швейцарии No. 510266, кл. G01r, 33/02, 1971.
18. Беккер Р. Динамика граничного слоя и проницаемость при высоких частотах.—В кн.: Ферромагнитный резонанс. Пер. с англ. Под ред. С. В. Вонсовского. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
19. Cooper R. W. Magneto-optical arrangement.—«Mullard Res. Lab. Report», 1968, No. 2644.
20. Sakurai J., Matsushita S., Konishi A. Magneto-optical amperimeter.—«Dig. Intermag. Conf.». Washington D. C. N. Y., 1970.

К гл. 5

1. Калантаров П. Л., Нейман Л. Р. Теоретические основы электротехники. М., Госэнергоиздат, 1951.
2. Гольдин Л. Л. Исследование пучка заряженных частиц при помощи сигнальных электродов.—«Приборы и техника эксперимента», 1966, № 4.
3. Имянитов И. М. Приборы и методы для измерения электричества атмосферы. М., Гостехиздат, 1957.
4. Кмито А. А. Методы использования атмосферы с использованием ракет и спутников. Л., Гидрометеониздат, 1966.
5. Мезон И. Перспективный план исследования космоса.—«Электроника», 1963, т. 36, № 8.
6. Столов М. Ц. Авторское свидетельство № 76979, кл. 21 d¹, 25. — Бюл. изобрет., № 10, 1949.
7. Лавровский В. А. Авторское свидетельство № 88928, кл. 21 d¹, 15. — Бюл. изобрет., № 3, 1951.
8. Имянитов И. М. Авторское свидетельство № 86672, кл. 21С, 36. — Бюл. изобрет., № 11, 1950.
9. Куликовский К. Л. и др. Динамический конденсатор без движущихся частей.—«Изв. вузов. Приборостроение», 1969, № 11.
10. Плужников В. М. Диэлектрические усилители. М., «Энергия», 1969.
11. Vulgin С. Е.—«J. Scient. Instrum.», 1950, v. 22, p. 149.
12. Карабеков И. П., Мартиросян М. А. Расчет и конструирование сигнальных электродов ускорителя.—«Атомная энергия», 1962, т. 13, с. 338.
13. Кузьмин А. А. Система измерения интенсивности пучка синхротрона.—«Приборы и техника эксперимента», 1962, № 4.

14. **Карабеков И. П., Мартиросян М. А.** Зависимость характеристик сигнальных электродов ускорителя от формы их поперечного сечения и конструкции.— «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 5.
15. **Beghian, Saloma M. K.** A high intensity nanosecond pulsed van de Graff accelerator.— «Nucl. Instrum. and Meth.», 1962, v. 17, No. 2.
16. **Водопьянов Ф. А. и др.** Радиотехническая аппаратура для наблюдения за пучком ускоренных частиц при помощи сигнальных электродов в синхротроне на 10 Гэв. — В кн.: Научные труды радиотехнического института АН СССР. Вып. 2, т. 1, 1959.
17. **Swartz C. E.** The control system pickup electrodes.— «Rev. Scient. Instrum.», 1953, v. 24, No. 9.
18. **Riddiford L., Rady H. B.** Some proton synchrotron beam studies with the induction electrode.— «The Proceeding of the Physical Society», 1955, v. 68, pt. 6, p. 489.
19. **Астахов Е. Я. и др.** Авторское свидетельство № 289524. — Бюл. изобрет., № 1, 1971.
20. **Бровченко В. Г., Воротников П. Е., Молчанов Ю. Д.** Электронные устройства на электростатических ускорителях. М., Атомиздат, 1968.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Теоретические основы бесконтактных измерений электрических токов	6
1.1. Электрические токи	6
1.2. Электромагнитное поле электрических токов. Принципы построения аппаратуры для бесконтактных измерений токов	8
1.3. Возможности измерения дифференциальных и интегральных параметров поля	11
1.4. Влияние внешних магнитных полей на магнитометрические интегральные преобразователи тока	15
1.5. Преобразование тока в магнитную индукцию	22
Глава 2. Измерение тока с помощью индукционных преобразователей	29
2.1. Принцип действия индукционных преобразователей	29
2.2. Пассивные индукционные преобразователи тока	31
2.3. Пассивные индукционные преобразователи для измерения высокочастотных переменных токов и импульсных токов малой длительности	42
2.4. Активные индукционные преобразователи тока	47
2.5. Методические погрешности измерений	58
2.6. Приборы для измерения переменных и импульсных токов	62
2.7. Приборы для измерения постоянных токов	68
Глава 3. Измерение тока с помощью гальваномагнитных преобразователей	72
3.1. Принцип действия и основные характеристики преобразователей Холла и преобразователей магнитосопротивления	72
3.2. Построение интегрирующего контура. Чувствительность	77
3.3. Магнитная система гальваномагнитных преобразователей тока	81
3.4. Способы повышения чувствительности	89
3.5. Методические погрешности и способы их минимизации.	95
3.6. Приборы для измерения сильных постоянных токов	100
3.7. Приборы для измерения слабых постоянных токов	106
3.8. Приборы для измерения переменных и импульсных токов	113
Глава 4. Измерение тока с помощью магнитооптических явлений	117
4.1. Магнитооптические явления Фарадея и Керра	117
4.2. Измерение тока с помощью эффекта Фарадея	119
4.3. Измерение тока с помощью эффекта Керра	125
Глава 5. Измерение тока с помощью электрометрических преобразователей	127
5.1. Принцип действия электрометрических преобразователей	127
5.2. Конструктивные особенности	131
5.3. Чувствительность и порог чувствительности.	133
5.4. Зависимость чувствительности от энергии носителей тока	139
5.5. Частотные свойства	141
5.6. Примеры построения измерительных схем	145
5.7. Погрешности измерений	151
Список литературы	154

Цена 1 р. 04 к.

69 202

Д4

32577