

ЧМК
ФТИ

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ,
КОНТРОЛЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ
СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ**

897

88

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ, КОНТРОЛЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Томск — 1982

Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов.
Сборник статей/Под ред. В. С. Семенова. — Томск, Изд-во Томск. ун-та, 1982. — 13,5 л. — 1 р. 40 к. 500 экз. 1704040000.

В статьях сборника освещены вопросы теории неразрушающих электромагнитных методов исследования, измерения и контроля свойств материалов и изделий. Приводятся новые результаты теоретических и экспериментальных исследований применения низкочастотных электромагнитных полей для обнаружения и измерения параметров дефектов в различных средах. Значительное число работ посвящено разработке основ новых методов и экспериментальных приборов для контактного и бесконтактного исследования свойств диэлектриков и полупроводников на СВЧ.

Сборник рассчитан на научный и инженерно-технический персонал научно-исследовательских учреждений и лабораторий, а также промышленных предприятий, связанных с разработкой методов и средств контроля качества материалов и изделий, аспирантов и студентов старших курсов.

Редакторы: докт. техн. наук В. С. Семенов, канд. физ.-мат. наук
Г. Н. Парватов

Э 170 404 0000
177(012)—82 73—81

НЕКОТОРЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ. I (ПОСТОЯННЫЕ ПОЛЯ)

А. Б. САПОЖНИКОВ, В. С. СЕМЕНОВ

Электромагнитная дефектоскопия и структуроскопия, вместе взятые, составляют один из основных разделов методики и техники неразрушающего контроля.

По сравнению с двумя другими методами, например, радиационными и акустическими, электромагнитные методы контроля имеют свои преимущества и свои недостатки.

Одним из преимуществ является дешевизна, быстрота выполнения операций и простота электромагнитных методов. Один из их недостатков — сложный характер корреляции между реальной формой дефекта и видом его электромагнитного изображения. В случае «прозвучивания» и особенно «просвечивания» изделия всегда можно получить сигнал (снимок), достаточно точно повторяющий определенную проекцию дефекта или включения.

В связи с отмеченным обстоятельством электромагнитные методы контроля особенно нуждаются в количественной и качественной интерпретации образов и картин, наблюдаемых с помощью соответствующей аппаратуры, т. е. в аналитической теории.

В настоящий момент рассмотрен довольно большой комплекс вопросов, относящихся к аналитической теории электромагнитных методов контроля. Это в основном задачи, близкие к уже решенным задачам геофизических методов разведки и теоретической электротехники. Однако остается еще незатронутой весьма обширная область вопросов, специфичных для реальных условий дефектоскопии.

Важно подчеркнуть, что в своем большинстве это существенно расширенные вопросы общей электродинамики и теоретической электротехники.

В двух частях настоящей статьи приводится постановка ряда задач, характеризующих:

- 1) электротоковые методы контроля;
- 2) методы магнитной дефектоскопии;
- 3) вопросы намагничивания тел локальными источниками постоянного поля;
- 4) вопросы намагничивания тел переменными полями;
- 5) вопросы дефектоскопии переменными магнитными полями;
- 6) вопросы контроля объектов движущимся источником постоянного магнитного поля.

1. Вопросы электротоковой дефектоскопии

Простейшим методом электромагнитного контроля является метод электротоковый. Идея его состоит в следующем. Через испытуемое изделие пропускается ток (обычно постоянный) и исследуется картина распределения напряженности электрического поля (или потенциала) на доступной поверхности изделия.

Дефектные места изделия, обладая пониженной (нулевой) электропроводимостью, должны характеризоваться показаниями соответствующей электроизмерительной аппаратуры.

Наличие непроходимых для тока участков изделия должно, кроме того, приводить к локальному искажению картины распределения плотности тока в изделии и к появлению соответствующих изменений в структуре магнитного поля тока над изделием. Эти изменения, «магнитные аномалии», также могут быть использованы для целей выявления дефекта.

Математически задача токовой дефектоскопии сводится к расчету электрических и магнитных «аномалий», возникающих над заданным изделием за счет наличия в нем известного по своим параметрам дефекта при пропускании через это изделие тока заданной частоты. Разумеется, математическому анализу доступны только случаи, когда тело и дефект имеют простейшие формы.

На настоящий момент рассмотрены следующие частные случаи данной задачи:

1) плоскопараллельная пластина (изделие) конечной толщины с симметрично расположенной поперечной бесконечно узкой щелью-дефектом, обтекаемая заданным на бесконечности постоянным током [1];

2) аналогичный случай, когда дефект симметричен, но имеет трапециевидальный профиль сечения, т. е. раскрытие полости дефекта отлично от нуля [2];

3) дано общее решение задачи о плоскопараллельной пластине с поперечным бесконечно сжатым дефектом при произвольном (т. е. не симметричном) расположении последнего [3];

4) дано приближенное решение той же задачи при помощи метода «сеток» применительно к запросам рельсовой дефектоскопии [4];

5) проводящее полупространство (изделие), обтекаемое заданным на бесконечности током, с включением в виде кругового цилиндра, перпендикулярного к направлению тока и параллельного граничной плоскости [5].

Все рассмотренные задачи относятся к расчету «аномалий» в структуре внешнего электрического поля и притом на поверхности изделия.

Темами для дальнейших расчетов электрических аномалий поля тока над дефектами могли бы быть следующие задачи:

1. Расчет электрического поля постоянного тока над полупространством с цилиндрической полостью, имеющей эллиптический профиль сечения.

2. Расчет электрического поля однородного постоянного тока над полупространством, поверхность которого имеет поперечную (по отношению к невозмущенному направлению вектора плотности тока) полуцилиндрическую впадину, заполненную веществом, электромагнитные параметры которого отличны от параметров полупространства.

Дальнейшим развитием задач указанного в пп. 1 и 2 типа является переход к трехмерным случаям, т. е. к замене полуцилиндрических поверхностных включений полуэллипсоидальными.

3. Для целей рельсовой дефектоскопии большой интерес представляет случай, когда объектом исследования является обтекаемый постоянным током проводящий бесконечный круговой цилиндр, имеющий

внутренний дефект в виде дискообразной поперечной трещины. Трещина может имитироваться сжатым эллипсоидом вращения или бесконечно тонкой круглой перегородкой.

Нахождение «аномалий» магнитного поля в перечисленных выше задачах, как решенных, так и не решенных, значительно сложнее, нежели аномалий электрических. Между тем в практическом отношении такие расчеты весьма нужны, поскольку технически магнитные аномалии во многих случаях наблюдать легче, чем электрические.

К числу задач электротокковой дефектоскопии можно отнести и так называемую токовую толщинометрию. Задача толщинометрии формулируется так. Имеется однородное (в смысле структуры) полое тело, толщина стенки которого не может быть непосредственно измерена. Требуется определить эту толщину в разных местах («точках») стенки по результатам измерений электрического напряжения U_{AB} между двумя электродами-зондами A и B , если через тело пропускается ток I_0 .

Объектами исследования по методу токовой толщинометрии могут быть различные оболочки, трубы, стенки котлов, а также широкие пластины.

В качестве «признака» изменения толщины исследуемой стенки могут быть в отдельных случаях использоваться и «аномалии» в структуре магнитного поля над объектом контроля.

Аналитически задача толщинометрии по электрическому полю сводится к получению расчетного выражения для напряжения U_{AB} , в которое должна входить толщина исследуемой стенки и «методика» питания контролируемого объекта током (т. е. тип электродов M и N , места их расположения и т. д.). Аналогичным образом ставится вопрос и для случая, когда контроль изделия проводится по искажениям в структуре магнитного поля.

К числу простейших задач токовой толщинометрии можно отнести следующие случаи.

1. Объект исследования — безграничная плоскопараллельная пластина; электроды M и N — две параллельные токоподводящие прямые; задано напряжение U_{MN} , приложенное к электродам. Местоположение a и b зондов A и B , а также расстояние MN между электродами определяются из условия наибольшей чувствительности U_{AB} к изменениям толщины d пластины.

2. Аналогичная постановка вопроса, но электроды A и B — точечные.

3. Объект исследования — бесконечно длинная труба заданных поперечных размеров; электроды M и N — две бесконечные прямые, контактирующие с двумя противоположными образующими на внешней поверхности трубы. Местоположение a и b зондов и расстояние между ними требуется определить, исходя из требования максимальной чувствительности U_{AB} к изменениям толщины d трубы.

4. Обстановка, аналогичная описанной в п. 3, но внутренняя и внешняя окружности в поперечном сечении трубы не концентричны, т. е. имеет место «разностенность». Положение диаметра $a-b$, определяющего места приложения электродов A и B , не задано, но ищется из условий максимальной «выявляемости» разностенности.

5. Задачи, подобные 3 и 4, но токоподводящие электроды M и N находятся на образующих, расположенных на сторонах двугранного угла aOb , отличного от 180° . Угол aOb (где центр внешней окружности) находится из условий оптимальности контроля.

6. Обстановка аналогична таковой в пп. 4 и 5, но электроды M и N — точечные.

7. Объект контроля — бесконечно длинная труба с разностенностью, ток (постоянный) пропускается вдоль трубы. Ищутся обусловленные разностенностью искажения в структуре внешнего и внутреннего магнитных полей. Эта задача решается весьма просто для немагнит-

ной трубы; в случае трубы из магнитного материала решение сильно усложняется.

8. Возможна постановка ряда задач, подобных перечисленным в пп. 2, 4, 6 для случая, когда объектом исследования является сферическая оболочка.

2. Вопросы магнитной дефектоскопии

Этот вид дефектоскопии является наиболее распространенным, несмотря на то, что применение его ограничивается только магнитными металлами. Идея метода сводится к следующему. Испытуемое изделие намагничивается постоянным полем (с помощью соленоида, прямого токонесущего провода, приставного электромагнита или магнита и т. д.) таким образом, чтобы направление этого поля составляло с плоскостью наибольшего (по площади) сечения предполагаемого дефекта угол, по возможности близкий к прямому. Затем производится обследование структуры внешнего поля над поверхностью изделия. Локальные дефекты обнаруживаются при этом по наличию над ними довольно четко выраженных «магнитных аномалий». Эти аномалии выступают на общем фоне магнитного поля около изделия тем резче, чем ближе расположен дефект к поверхности изделия. Источником их является поляризация (намагничивание) стенок дефекта. Поиски аномалий могут производиться как в «приложенном» поле, так и в поле остаточного намагничивания.

Аналитическая теория магнитной дефектоскопии сводится к решению следующей общей задачи. Имеется объект исследования — «изделие», форма которого, размеры и магнитные свойства известны. Внутри объекта задано включение-дефект; магнитные свойства последнего, его размеры и ориентировка также известны. Объект внесен в постоянное «первичное» магнитное поле H_0 (которое можно во многих случаях принять однородным). Требуется определить «аномалию», т. е. рассчитать то добавочное поле, которое возникает над дефектом-включением. Постановка вопроса не изменится, если дефект открывается на поверхность изделия в виде трещины-канавы.

Сформулированная задача является типичной краевой задачей магнитостатики. Последовательно аналитическое решение ее состоит в определении потенциалов для всех областей (сред), выделяемых поверхностями раздела. Эти потенциалы должны удовлетворять общим условиям на границах (поверхностях раздела) и ряду обычных требований физического характера (конечность решений и т. д.). Потенциальные уравнения для каждой среды должны быть составлены с учетом реального вида связи между магнитной индукцией B и напряженностью поля H в данной среде.

На пути решения данной задачи возникают две основные трудности. Первая состоит в том, что поверхности испытуемого тела и дефекта (включения), как правило, невозможно отнести к одному и тому же семейству координатных поверхностей. Источником второй трудности является то обстоятельство, что при учете реальной формы зависимости $B = f(H)$ соответствующее потенциальное уравнение становится нелинейным.

Обе трудности настолько серьезны, что отсутствуют даже попытки преодолеть их при «совместном» их действии.

В литературе приводится ряд приближенных решений задачи магнитной дефектоскопии. Эти решения имеют, однако, два существенных недостатка. Первый состоит в том, что поверхность изделия при расчете магнитной аномалии над дефектом учитывается путем искусственного допущения — дефект представляется эквивалентным диполем [7], [11]. Такая замена является первым приближением на пути преодоления

трудности, связанной с невозможностью включить поверхности тела и дефекта в единое семейство; замена эта возможна, однако, далеко не всегда; достаточно строго обоснованных критериев законности ее пока нет.

Второй недостаток состоит в том, что почти все расчеты в области магнитостатики, относящиеся так или иначе к задачам дефектоскопии, выполнены в условиях линейного приближения, т. е. при допущении, что между индукцией B напряженностью поля H имеет место прямая пропорциональность: $B = \mu H$, где μ не зависит от H . Такие расчеты представляют большую ценность для геофизических методов разведки [8], но для дефектоскопии они совершенно недостаточны.

Из линейных расчетов для «аномалии», создаваемой дефектом, следует, что поле дефекта не критично (слабо зависит) к магнитным свойствам изделия, если только $\mu \gg 1$, что имеет практически место всегда. Опытная проверка, однако, показывает, что поле дефекта в сильной степени зависит от материала изделия (мягкая сталь, чугун и т. д.), т. е. от его магнитных свойств [11—13]. Опытные данные нередко в несколько раз превосходят расчетные.

Р. И. Янус [9] был первым, кто дал ясное физическое объяснение указанным выше моментам; он обратил внимание на большую роль объемных магнитных зарядов, возникающих в окрестностях дефекта за счет магнитной нелинейности «вмещающей» дефект среды. В среде линейной ($\mu = \text{const}$) магнитные заряды оказываются сосредоточенными только на стенках дефекта, но не в их толще.

Из всего сказанного видно, насколько важен в задачах магнитной дефектоскопии учет нелинейных эффектов. Попытки, предпринятые в этом направлении, очень немногочисленны. Более или менее последовательно удается провести расчеты для малой нелинейности кривой намагничивания (для ее начальной части или для начала перехода к насыщению), когда можно использовать методы последовательных приближений [7]. Возможны также сравнительно несложные расчеты при допущении, что все вещество изделия, включая прилегающие к дефекту участки, доведено до магнитного насыщения или весьма близко к последнему. Эти «крайние» случаи не могут осветить многих существенных моментов в условиях дефектоскопии. Так, в частности, для нас остается неясным вопрос о существовании оптимального по силе намагничивающего поля: казалось бы, что с одной стороны, поле дефекта должно достигнуть своего предельного значения, когда все изделие, включая придефектные области, будет намагничено до насыщения; с другой стороны, следует ожидать, что при этом исчезнут объемные заряды, содействующие увеличению «аномалии» поля над дефектом.

Существенный интерес представляет, как нам кажется, также вопрос о роли нелинейности при дефектоскопии открытых трещин. Нужно думать, что высокие значения напряженности поля около острых краев дефекта приведут к насыщению прилежащих к ним областей уже при относительно слабом общем намагничивании образца.

Разрешением в какой-то степени затруднений, возникающих при решении задач магнитостатики с учетом нелинейных свойств материалов, можно признать расчеты, предлагаемые в работе [14], в которой поле открытого дефекта рассматривается как поле от системы двух линейных зарядов с массой, зависящей от параметров дефекта и магнитных свойств вещества.

Ориентируясь на получение наиболее полных последовательно-аналитических решений задачи магнитной дефектоскопии, необходимо, очевидно, начинать эту работу с наиболее простых, но достаточно актуальных частных случаев. Ниже приводится постановка ряда таких частных задач.

1. «Изделие» — полупространство с известной магнитной характеристикой $B = f(H)$; внутри него задан дефект-полость в форме бесконечно длинного цилиндра с эллиптическим профилем сечения; ось цилиндра параллельна граничной поверхности S полупространства; первичное однородное поле H_0 направлено параллельно поверхности S и перпендикулярно к оси цилиндра.

2. Задача, аналогичная предыдущей, но «изделие» имеет форму бесконечно широкой плоскопараллельной пластины заданной толщины.

3. «Изделие» — полупространство с известными магнитными свойствами $B = f(H)$. Дефект «открытый» (поверхностный) в виде бесконечно длинной канавы, профиль которой представляет собою эллипс, рассеянный в заданном месте граничной поверхностью полупространства; первичное однородное поле H_0 параллельно S и перпендикулярно оси цилиндра.

4. Обстановка, подобная только что сформулированной, но изделие имеет форму бесконечно широкой плоскопараллельной пластины; представляется интересным определить «аномалию» как на стороне S_1 раскрытия дефекта, так и на поверхности S_2 пластины, противоположной S_1 (дефект «полукрытого» характера).

5. Развитием группы плоских задач 1—4 будут случаи, когда внутренность дефекта или «канавы» заполнена (канавы — «заподлицо» с поверхностью S_1 изделия) веществом с магнитными свойствами $B_2 = f_2(H_2)$, отличными от таковых «изделия».

6. В дальнейшем, в случае успешного завершения решения плоских задач, можно было бы перейти к задачам трехмерным, когда цилиндрические дефекты и включения заменяются соответственно эллипсоидальными с введением упрощающих решение требований симметрии.

Задачи, постановка которых приведена в пп. 1—6, вероятно, потребуют привлечения в помощь последовательно-аналитическим методом больших численных исследований. Возможность современной счетно-решающей техники внушают уверенность в реальности получения эффективных решений задач дефектоскопии с любой конкретной нелинейностью. Мы указывали выше, что линеаризация задач магнитной дефектоскопии весьма обедняет эти задачи, лишая их в ряде случаев весьма важных физических представлений. Тем не менее отказываться от линеаризованных решений не следует: эти решения оказываются полностью применимыми к задачам токовой дефектоскопии (для этого необходимо только формально заменить магнитные проницаемости на соответствующие электропроводности); они позволяют обосновать вопрос о методике учета поверхностей раздела; они дают, наконец, достаточно верные результаты, когда дефектоскопия проводится при вынужденном использовании слабых полей. В связи с отмеченным обстоятельством заслуживают, как нам кажется, внимания линейные приближенные перечисленных в пп. 1—6 задач ($B_1 = \mu_1 H_1$; $B_2 = \mu_2 H_2$), а также линейные «угловые» задачи, методы решения которых разработал Г. А. Гринберг [10].

3. Вопросы локального намагничивания тел постоянным полем

В ряде задач электромагнитного контроля изделий получают достаточно удовлетворительные результаты, когда постоянное поле, намагничивающее объект исследования, упрощенно считается известным и однородным. Таковы, в частности, приведенные выше вопросы о расчете поля дефекта и т. д. Однако во многих случаях практики приходится иметь дело с намагничивающими полями, создаваемыми источниками локального характера (магниты с короткой базой, катушки и т. д.). В этих случаях весьма существенный интерес приобретает расчет вели-

чины распределения магнитного потока внутри намагничиваемого изделия, а также расчет внешнего поля, т. е. поля в пространстве, окружающем объект.

Ниже приводится перечень простейших задач локального намагничивания, представляющих интерес для теории и техники электромагнитного контроля.

1. Идеализированный объект исследования — плоскопараллельная пластина заданной толщины с известными магнитными свойствами. Намагничивающая система — два параллельных друг другу и поверхности пластины линейных магнитных полюса (бесконечно длинные магнитные полюса (бесконечно длинные магнитные нити с заданными постоянными зарядами на единицу длины)).

2. Аналогичная задача с условием замены линейных полюсов на точечные.

3. Объект исследования — полупространство с заданными магнитными свойствами и «покрытием» в виде безграничной пластины заданной толщины с магнитными свойствами, отличными от таковых «подложки» (полупространства). Между покрытием и подложкой возможен немагнитный слой (воздух). Намагничивающая система — пара линейных или точечных полюсов, расположенная над покрытием на заданной высоте.

4. Объекты исследования — тела, указанные в задачах 1, 2 и 3. Намагничивающая система — простейший токнесущий виток в виде двух бесконечно длинных прямых проводов, параллельных друг другу и границе полупространства.

5. Объекты исследования те же, что в группе 4, но намагничивающее устройство — одиночный круговой виток заданного радиуса, параллельный границе полупространства.

От одиночных витков легко в принципе затем перейти к системам витков, т. е. к катушкам, расположенным над «изделием».

В группе задач 1—4 можно удалить один из двух источников первичного поля (полюс, провод), образующих намагничивающую систему на бесконечность, и проводить расчеты для источников одиночных (обычно именно с этого начинают решение задач, содержащих и двойные источники).

Можно, наоборот, сдвинуть оба источника до их слияния в один «точечный», «линейный» или «токовый» диполи. В случае 5 переход к точечному магнитному диполю осуществляется за счет сокращения радиуса витка до нуля и соответственного увеличения силы питающего витка тока.

В решения данной группы задач, т. е. в выражения для внешних и внутренних полей и потоков, войдут «характеристики» испытуемых изделий, т. е. их размеры (толщина покрытий), их магнитные свойства, распределение последних и т. д. Данные замеров потоков и полей будут, следовательно, содержать информацию об этих «характеристиках».

Следующая группа задач охватывает ряд случаев, когда объектом контроля является бесконечно длинный цилиндр, сфера, эллипсоид вращения и т. п.

К числу задач, в которых существенную роль играют конечные размеры намагничиваемого объекта или намагничивающего устройства, относится анализ группы схем, действие которых основано на использовании реакции (т. е. обратного действия) объекта исследования на намагничивающую систему (на изменение магнитного потока в ней и т. д.). Технические такого рода задачи решаются с помощью «метода магнитных сопротивлений».

Из числа простейших случаев, где возможно, как нам кажется, последовательно-аналитическое решение, отметим следующие.

1. Объект исследования — система из двух полупространств с заданными (одинаковыми) магнитными свойствами, отстоящих друг от друга на расстоянии D .

Намагничивающая система — бесконечно длинный обтекаемый ток прямой соленоид, расположенный в промежутке D (соленоид не намагничивает полупространства); внутри соленоида находится «сердечник», — цилиндр (эллиптический, в простейшем случае — круговой), ось которого перпендикулярна к направлению поля соленоида. Требуется определить поле и магнитный поток в цилиндре — «сердечнике».

2. Объект исследования — безграничная среда с бесконечно длинным круговым цилиндрическим каналом. Намагничивающая система — прямой цилиндрический соленоид, вложенный в канал; внутри соленоида находится «сердечник», имеющий форму вытянутого эллипсоида вращения (в простейшем случае — шара).

3. Намагничивающая система — бесконечно длинный соленоид с «сердечником» (в виде эллипсоида вращения или цилиндра, как в случаях 1 и 2). Объект исследования — система из двух одинаковых шаров (цилиндров), расположенных внутри соленоида на равном расстоянии от концов сердечника.

4. Намагничивающая система — бесконечно длинный соленоид с сердечником. Объект исследования — полупространство, поверхность которого параллельна оси соленоида и сердечника.

В порядке дальнейшего усложнения идут задачи с асимметричным типом объекта исследования (один шар вместо двух в задаче 2; шар расположен вне соленоида) и с конечным источником первичного магнитного поля (одиночные витки) вместо бесконечно длинного соленоида.

Общие решения ряда задач локального намагничивания известны. Некоторые задачи находятся в стадии разработки. Почти все найденные решения, однако, оказываются выраженными в неэффективной форме, и освоение даже простейших из них требует большой вычислительной работы.

В заключении настоящего раздела хотелось бы отметить следующее.

1. Все задачи, относящиеся к локальным намагнивающим системам, решены, насколько нам известно, только в линейном приближении $\mu = \text{const}$. Представляется весьма важным рассмотреть хотя бы простейшие из них с учетом нелинейности кривых намагничивания. Существенная трудность возникает при этом за счет неприменимости принципа суперпозиции, т. е. незаконности построения поля намагничивающих систем путем суммирования результатов, полученных для одиночных источников.

2. Выдвигая группу задач, в которых объект исследования имеет неоднородное строение (покрытие и т. д.), мы имели, в частности, в виду простейшее аналитическое обоснование методики оценки глубины поверхностного слоя с измененными магнитными свойствами (в результате отжига, цементации, поверхностной закалки и т. д.).

Развитием и уточнением постановки задач такого профиля была бы замена покрытия конечной толщины с неизменными магнитными параметрами соответственно плавным переходом магнитных свойств по толще пластины или полупространства.

3. Определенный интерес для практики представляют толщетомеры, основанные на использовании силы притяжения между изделием (магнитным полупространством — в простейшем случае) и источником первичного поля (полюс магнита или электромагнита, токнесущий виток и т. д.). Последовательно-аналитический расчет этой силы позволит получить ее выражение в функции расстояния между источником поля и поверхностью изделия — «подложки».

Существенный интерес, на наш взгляд, представляет дополнение имеющихся в этом направлении расчетов учетом нелинейности магнитных свойств «подложки».

ЛИТЕРАТУРА

1. Бюлер Г. А. — Учен. зап. Томск. ун-та, 1947, вып. 6, с. 3—9.
 2. Бюлер Г. А., Сапожников А. Б., Путков Б. Н. — Труды СФТИ, 1949, вып. 26, с. 195.
 3. Бюлер Г. А. — Дефектоскопия, 1969, № 3, с. 98—104.
 4. Бюлер Г. А. — Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Томск, 1968. — 330 с.
 5. Тихонов А. Н. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1942, № 5, с. 207—212.
 6. Вонсовский С. В. — ЖТФ, 1943, т. VIII, № 16, с. 1453—1457.
 7. Сапожников А. Б. Основы электромагнитной дефектоскопии металлических тел. — Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Томск, 1951. — 401 с.
 8. Заборовский А. И. Электроразведка. — М.: ГНТИ, 1963. — 240 с.
 9. Янус Р. И. Магнитная дефектоскопия. — М.: Гостехиздат, 1946. — 320 с.
 10. Гранберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. — М.: Изд-во АН СССР, 1948. — 470 с.
 11. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник. Кн. 2/Под ред. В. В. Клюева. — М.: Машиностроение, 1976, с. 30.
 12. Сапожников А. Б., Большаков П. Н. — Труды СФТИ, Томск, 1947, вып. 24, с. 110—117.
 13. Новикова И. А. — Труды СФТИ, Томск, 1970, вып. 52, с. 141—146.
 14. Новикова И. А. — Дефектоскопия, 1973, № 4, с. 95—98.
-

НЕКОТОРЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ. II (ПЕРЕМЕННЫЕ ПОЛЯ)

А. Б. САПОЖНИКОВ, В. С. СЕМЕНОВ

1. Вопросы намагничивания тел переменными полями

Весьма многообразны перспективы структуроскопии и дефектоскопии в переменных первичных магнитных полях. Под «переменными» полями при этом обычно понимаются простые гармонические поля с заданной частотой и амплитудой. Существенной особенностью процесса намагничивания тел (объектов исследования) в переменном поле является возникновение в последних индукционных токов. Сила и плотность этих токов находится в непосредственной зависимости от электропроводности материала объекта исследования и от условий их прохождения. Таким образом, магнитный поток в изделии, подвергаемом переменному намагничиванию, а также внешнее поле изделия несут в себе информацию не только об относительных размерах изделия и его магнитных свойствах, но и об электропроводности его материала и о ее локальных изменениях.

Использование переменного намагничивания дает, кроме того, ряд крупных методических преимуществ. Сюда относятся: возможность неограниченно долго использовать явление индукции и в связи с этим исследовать спектральный состав внешней и внутренней намагниченности и тем самым получать информацию, отражающую нелинейные особенности кривых намагничивания материала изделия и остаточные явления в этих материалах.

Идея такого рода спектрального «многопараметрового» анализа была выдвинута Н. С. Акуловым еще в 1935 г.

Присутствие в контролируемом изделии вихревых токов, давая ряд дополнительных полезных для контроля информации, в то же время очень сильно усложняет процесс намагничивания, приводя, в частности, к возникновению т. н. поверхностных эффектов. Большие осложнения вносит учет вихревых токов и в аналитическое решение задач электромагнитного контроля в переменных магнитных полях.

Задачи намагничивания тел локальными источниками переменного поля являются по существу обобщением всех приведенных в разделе 3 формулировок на случай, когда задана электропроводность тела и когда массы магнитных полюсов, образующих намагничивающие системы или силы питающих эти системы токов, изменяются по гармоническому закону.

В связи со всем сказанным мы не будем приводить для задач рассматриваемой группы отдельных формулировок.

Решение задач о поведении проводящих тел в переменных магнитных полях сводится к интегрированию системы уравнений Максвелла,

проводимому без учета токов смещения в соответствующей системе координат с последующим наложением необходимых условий на границах.

Некоторые из этих задач решены (т. е. получены общие их решения). Сюда относятся прежде всего обстоятельные работы Л. И. Жекулина [1—3], рассмотревшего применительно к переменному намагничиванию задачи о биметаллическом шаре в поле токонесущей катушки, задачу о сложном полупространстве в поле витка и т. д.

В 1937 г. В. Н. Кессених [4] вывел общее интегродифференциальное уравнение, позволяющее определить вектор-потенциал вихревых токов, возбуждаемых в любом (в принципе) магнитно-линейном теле заданным источником первичного гармонического поля. Из более поздних работ отметим [5, 6, 7, 8, 9, 10]. Значительный материал по вопросам поведения проводящих тел в переменных полях собран в монографиях [11, 12, 13]. Все решения выполнены в линейном приближении $B = \mu H$; учет гистерезиса не проводился.

В заключение характеристики содержания задач локального намагничивания простейших тел переменным полем отметим, что значительный практический интерес представляет расчет Φ -потока, проникающего в намагничивающую катушку от объекта контроля. Этот «вторичный» поток вносит изменения ΔR и ΔX в активную и реальную компоненты входного сопротивления катушки.

Значения ΔR и ΔX содержат информацию об электромагнитных параметрах материала изделия и о некоторых линейных размерах системы изделие—катушка.

Решение задач локального намагничивания простейших тел переменными полями значительно сложнее, нежели решения их частных случаев, когда $\omega = 0$. Особенно труден процесс исследования уже найденных решений. Этот процесс становится возможным в крупных масштабах только за последнее время, при широком использовании вычислительной техники.

В связи с отмеченными трудностями приобретают совершенно определенную ценность простейшие случаи, когда первичное поле однородно, а объектом исследования является тело, бесконечно протяженное в направлении поля. Такого рода объектами могут быть длинные «прутки», пластины и т. д. В случае намагничивания постоянным полем эти случаи не представляют интереса. Приведем с необходимыми пояснениями постановку некоторых задач рассматриваемой группы.

1. Объект исследования бесконечно длинная и бесконечно широкая пластина конечной толщины $2a$ с известными электромагнитными параметрами. Намагничивающая система — бесконечно длинный соленоид, охватывающий пластину. Поле внутри соленоида — $H_0 \cos \omega t$ — задано. Требуется определить картину распределения напряженности поля внутри пластины (и индукцию B) и магнитный поток, отнесенный к единице площади ее первичного сечения.

Решение сформулированной задачи хорошо известно в случае, когда магнитные свойства пластины линейны $B = \mu H$.

Не вносит большего осложнения и учет гистерезиса, если воспользоваться комплексным представлением проницаемости, по Аркадьеву, оставаясь в пределах линейной связи между амплитудами индукции B_0 и намагничивающего поля H_0 . Теория вопроса сразу усложняется, если внести нелинейный характер связи между B и H (например, в форме арктангенса или в простейшем случае — полинома третьей степени), даже без учета гистерезиса. Задача еще более усложняется, если, сохранив нелинейность, ввести в решение петлю гистерезиса, ориентируясь хотя бы на представление этой петли по Релею.

Важно заметить, что при решении рассматриваемой задачи (и всех последующих) в нелинейной постановке нельзя использовать привычный метод комплексных амплитуд (начиная с представления первичного

поля в форме $H_0^{(int)}$). В связи с этим следовало бы особо рассмотреть вопрос о возможностях и о технике приближенного использования метода комплексных амплитуд в условиях нелинейных зависимостей.

2. Объекты исследования — пластина и круговой цилиндр. Намагничивающая система — бесконечно длинный прямой соленоид. Магнитные свойства и электропроводность не постоянны по сечению объекта, а плавно изменяются по заданному (простейшему) закону, вдоль соответствующей координаты. Постановка вопроса та же, что в задаче 1.

3. Объекты исследования — полые плоскопараллельная пластина и цилиндр, причем полости (бесконечно широкая плоскопараллельная — в первом случае и круговая цилиндрическая — во втором) расположены несимметрично. Первичное поле однородно, как во всех предыдущих случаях. Требуется получить выражения для магнитного потока и для индукции внутри объекта.

4. Объект исследования — бесконечно длинный «пруток» с конечным прямоугольным профилем поперечного сечения. Намагничивающая система — прямой соленоид, обеспечивающий в прутке однородное первичное поле. Требуется найти картину распределения напряженности поля по сечению прутка и магнитный поток в этом сечении.

Развитием этой задачи является учет нелинейности, случай биметаллического прутка и частные варианты этого случая.

5. Объект исследования — бесконечно длинный цилиндр с эллиптическим профилем сечения. Намагничивающая система — согласно предыдущим задачам.

Задачи, перечисленные выше в пп. 1—5, относятся к случаю, когда объектом исследования является тело, бесконечно протяженное в направлении первичного поля. Приведем постановку нескольких простейших задач для тел, ограниченных в направлении первичного однородного поля.

6. Объект исследования — неоднородная в общем случае сфера (биметаллическая, сфера с плавно изменяющимися по радиусу электромагнитными параметрами; сфера с эксцентричной сферической же полостью). Намагничивающее устройство — система катушек, создающих в объеме сферы практически однородное переменное поле.

Требуется рассчитать и изучить внешнее и внутреннее поля сферы и магнитный поток в ее экваториальном сечении, перпендикулярном к направлению первичного поля.

К данной задаче полностью относятся все замечания и предложения, сделанные для случая цилиндрических и призматических объектов.

7. Объект исследования — неоднородный в смысле задачи 6 бесконечно длинный круговой цилиндр, расположенный поперек однородного первичного поля. Намагничивающая система — достаточно длинная и бесконечно широкая катушка с прямоугольным профилем сечения. Постановка вопроса та же, что в задаче 4.

8. Объект исследования — бесконечно длинный, в общем случае неоднородный цилиндр с эллиптическим профилем сечения. Первичное однородное поле ориентировано поперек оси цилиндра, параллельно одной из осей профиля сечения. Постановка вопроса прежняя.

9. Объекты исследования — сжатый или вытянутый эллипсоид вращения (в общем случае — неоднородный). Намагничивающая система согласно п. 8. Первичное однородное поле направлено вдоль оси вращения эллипсоида. Постановка вопроса прежняя.

Практическим итогом расчетов во всех задачах, намеченных в настоящем разделе, является нахождение выражения для комплексной амплитуды магнитного потока в нужном сечении контролируемого изделия или в непосредственной близости к последнему. Поток содержит информацию об электромагнитных параметрах изделия, о его размерах и об отклонении всех этих величин от нормы. Информация передается

затем (обычно через посредство индуцируемой потоком ЭДС) на измерительную и индикаторную аппаратуру.

Важнейшей задачей практики электромагнитного контроля является в настоящее время установление и реализация таких условий (в первую очередь путем выбора частоты намагничивающего поля), при которых отклонения каждого параметра от нормы будут наблюдаться (и оцениваться) на фоне измерения других параметров с максимальной чувствительностью и четкостью. Теория магнитоструктурного анализа с помощью периодических магнитных полей, а также многие родственные этому виду контроля вопросы дефектоскопии (проверка прутков на продольное расслоение) рассмотрены в основной своей массе применительно к гармоническим намагничивающим полям, т. е. полям одночастотным. Определенные методические преимущества можно получить, применяя многочастотные намагничивающие поля, в частности, периодические поля импульсного типа с осциллограммой прямоугольной формы.

При достаточно редком следовании импульсов эту задачу можно рассматривать как воздействие на исследуемый объект одиночного «броска» магнитного поля. Задачи подобного рода рассматривались применительно к геофизическим методам разведки. Для целей магнитоструктурного анализа и дефектоскопии существенный интерес представляют исследования Б. А. Введенского и А. Н. Тихонова о поведении кругового цилиндра и плоскопараллельной пластины в условиях внезапной «подачи» и «сброска» продольного однородного постоянного поля. Г. А. Бюлер [14] рассмотрел случай воздействия подобного «ступенчатого» поля на многослойный цилиндр и сферу.

Представляется интересным продолжить работу в направлении исследования поведения простейших проводящих магнитных тел в «многочастотных» переменных полях и в одиночных полях с экспоненциальными характеристиками нарастания и спада. Существенно новые данные могут быть получены, если при расчетах будут учтены нелинейность и остаточные явления, в том числе магнитная вязкость.

2. Вопросы дефектоскопии переменными магнитными полями

Весьма интересна проблема обнаружения при помощи переменных магнитных полей дефектов типа трещин и локальных неоднородностей структуры. Если исследуемый объект электропроводен, то возникающие в нем под действием переменного поля вихревые токи при встрече с дефектом будут огибать последний, это обстоятельство приведет к изменению картины распределения вторичного магнитного поля над поверхностью объекта.

Опыт показывает, что изменения эти весьма четко выражены у открытых дефектов (открывающихся на поверхность) и практически незаметны у дефектов глубинных.

В случае ферромагнитного изделия на эффекты, обусловленные вихревыми токами, будут накладываться эффекты от поляризации стенок дефекта.

Последовательно аналитический расчет вторичного поля дефекта в теле, намагничиваемом переменным полем, представляет большие математические трудности.

В основу этого расчета можно положить указанное ранее уравнение В. Н. Кессениха для вектор-потенциала плотности вихревых токов. Приближенное решение этого уравнения было проведено пока только для двух крайних случаев (бесконечно толстая и весьма тонкая пластины с продольным сквозным разрезом-дефектом) [15, 16, 17].

К числу простейших задач, аналитическое решение которых представляло бы существенную, на наш взгляд, ценность, можно отнести исследование случая, когда объектом исследования является безграничная пластина конечной толщины со сквозным разрезом по середине, намагничиваемая перпендикулярным к ее плоскости однородным полем.

Большой интерес представляет случай, когда объектом исследования является пластина бесконечной длины, но конечной ширины и толщины с продольной трещиной по середине, находящаяся в поперечном однородном намагничивающем поле.

В качестве простейшего расчетного варианта этой задачи можно рассмотреть модель, когда трещина сквозная (разрез), а «половины», на которые она делит пластину, представляют собою сжатые эллиптические цилиндры.

Весьма важным обобщением названных выше задач являются случаи, когда трещина не рассекает пластины, а прорезывает последнюю на определенную глубину.

К числу аналитических задач дефектоскопии переменными полями с подготовленной для дальнейшей разработки базой относится важный случай, рассмотренный А. М. Эфросом. Объектом исследования у Эфроса является бесконечно длинный круговой цилиндр с продольной клинообразной (секторальной) трещиной. Цилиндр помещен в однородное аксиальное поле.

Развитием задачи Эфроса является случай, когда трещина не доходит до оси цилиндра и угол раскрытия ее отличен от нуля (плоскости стенок трещины образуют двугранный угол с ребром на оси цилиндра).

Большой интерес представляет вопрос о выявляемости в условиях переменного намагничивания скрытых (в частности, подповерхностных) дефектов и неоднородностей. В этом направлении было бы желательно рассмотреть следующие случаи.

1. Объект исследования — бесконечно длинный круговой цилиндр с симметричной внутренней трещиной, плоскость которой проходит через ось. Намагничивающая система — прямой бесконечно длинный соленоид. Требуется получить выражение для комплексной амплитуды магнитного потока в цилиндре и найти структуру магнитного поля около цилиндра.

2. Та же задача, но дефект смещен в своей плоскости относительно среднего положения.

Задачи 1 и 2 имеют непосредственное отношение к проблеме обнаружения внутренних расслоений в прутках.

3. Объект исследования — полупространство с включением в виде полуцилиндрической канавы, полость которой заполнена веществом с электромагнитными параметрами, отличными от параметров полупространства. Первичное однородное поле параллельно поверхности полупространства и направлено: 1) вдоль включения и 2) поперек последнего. Требуется определить структуру внешнего поля над объектом, а также поле внутри него.

4. Объект исследования — тот же; источник первичного поля — токонесущий провод (или линейный полюс), параллельный краям включения.

5. Объект исследования — полупространство с включением (или полостью) в виде цилиндра, расположенного подповерхностно и параллельно плоской границе S полупространства. Первичное поле однородно, параллельно S и направлено перпендикулярно к оси цилиндра. Требуется определить структуру внешнего магнитного поля.

6. Объект исследования — полупространство с цилиндрическим включением согласно предыдущей задаче. Материал полупространства магнитно-нелинейный. К объекту исследования приложены два однородных поля: поле постоянное (параллельно поверхности S и «вкрест»

оси цилиндра) и поле переменное (однородное или исходящее от локального источника). Требуется рассчитать поле над поверхностью S полупространства.

Данная задача поставлена в связи с интересным и важным для практики контроля явлением, которое обнаружил Н. М. Мирошин [18]. Последний показал, что скрытый дефект четко обнаруживается переменным магнитным полем, если ферромагнитный объект исследования «подмагничен» достаточно сильным постоянным полем. В данном случае имеет место нелинейное изменение магнитной проницаемости над дефектом и область с измененными магнитными свойствами обнаруживается как «квазиструктурная» неоднородность.

3. Вопросы контроля движущимся источником постоянного магнитного поля

Работников транспортной дефектоскопии уже давно интересует задача о намагничивании рельса полем P -образного электромагнита (в простейшем случае — постоянного магнита), движущегося вдоль рельса с заданной постоянной скоростью v . Вихревые токи, возникающие при движении магнита, должны в целом ухудшить условия намагничивания рельса и создавать асимметрию в топографии его внутреннего поля; эти токи, однако, создают условия для обнаружения продольных трещин, невозможного в условиях статики. Можно ожидать также ряда интересных сочетаний поля, обусловленного магнитной поляризацией металла рельса в окрестности дефекта, с полями вихревых токов. В. В. Власов дал общую качественную картину намагничивания рельса в условиях движения магнита [19—20]. Н. Г. Воробьев провел прикидочные расчеты и проделал важный опыт, показывающий, что поле поперечной трещины усталости в головке рельса четко наблюдается и при скорости 100 км/ч.

Исследование электродинамики массивных тел, движущихся в поле сосредоточенных источников, представляет интерес также для теории электромагнитного торможения.

Приводим постановку ряда упрощенных задач, решение которых могло бы дать (и частично уже дало) достаточно ясные количественные и качественные представления о картине намагничивания объекта типа рельса полем движущегося магнита.

Картина намагничивания рельса P -образным магнитом несимметрична в первую очередь по причине «одностороннего» характера намагничивания. Расчетной моделью первого приближения здесь могла бы быть плоская схема в виде безграничной проводящей пластины толщиной d с заданными электромагнитными свойствами (μ и σ), движущейся в своей плоскости с постоянной скоростью v [21].

Роль полюсов P -образного магнита могут играть две параллельные магнитные нити (линейные полюсы) противоположных знаков, расположенные поперек направления движения. Дальнейшим упрощением модели была бы замена пластины полупространством. Этот случай для малых приведенных скоростей $v = 2\pi \cdot 10^{-9} \sigma d v$ исследовала Т. М. Сычева [22].

Определенную трудность внесет в расчеты для указанных модельных схем отсутствие априори ясной картины прохождения в пластине вихревых токов. Эту трудность можно обойти, если в качестве намагничивающей системы применить симметричную систему из четырех магнитных нитей (две нити над пластиной и две симметрично расположенные нити с обратными знаками под пластиной). В этом случае картина токопрохождения будет симметрична относительно средней плоскости



пластины, и плотность токов будет нечетной функцией поперечной к пластине координаты.

Расчетной схемой, где вопрос о токопрохождении не оставляет сомнений, является случай, когда движущимся относительно намагничивающей системы телом будет бесконечно длинный круговой цилиндр, а намагничивающая система состоит из двух кольцеобразных магнитных нитей, охватывающих этот цилиндр. В качестве источников первичного поля можно брать кроме «нитей» системы токонесущих проводов и витков. В этом отношении одной из весьма важных простейших расчетных задач является задача о намагничивании бесконечного движущегося вдоль своей оси цилиндра полем неподвижного витка [23].

«Симметричные» задачи, перечисленные выше, безусловно дальше от условий практического использования, нежели задачи с «односторонним» расположением намагничивающих систем. Следует, однако, думать, что решения «симметричных» задач дадут достаточно верное представление о величине вихревых токов в стержне-рельсе в условиях его движения, а также о картине распределения внутреннего магнитного поля и индукции в рельсе в функции относительной скорости движения последнего.

Определенную ценность при рассмотрении проблемы намагничивания движущегося стержня представляет решение различных «вырожденных» задач, в частности — случаев, когда объектом исследования является тонкая немагнитная пластина или трубка. Эти задачи позволяют сравнительно легко проанализировать особенности картины распределения вихревых токов, возникающих за счет движения, и проследить ее изменение в зависимости от скорости. Не представляет особого труда исследовать в указанной группе задач также особенности структуры магнитных полей. Существенный интерес здесь представляет случай, когда источником первичного поля являются точечные магнитные полюсы, и картина распределения вихревых токов перестает поэтому быть одномерной. Используя приближенные выражения для граничных условий, можно было бы попытаться рассмотреть задачи о намагничивании движущихся тонких магнитных пластин и трубок.

Формулируя некоторые задачи о намагничивании движущихся тел, мы имели в виду тела магнитно-линейные, для которых $\mu = \text{const}$.

Следующим важным этапом работ должен быть учет нелинейности магнитных свойств движущегося контролируемого объекта. Здесь следует, в частности, уделить серьезное внимание вопросам, связанным с остаточными явлениями (гистерезисом) и для начала рассмотреть хотя бы простейшие расчеты остаточного намагничивания тел бесконечной протяженности полем движущихся магнитных полюсов без учета вихревых токов (квазистатический режим).

ЛИТЕРАТУРА

1. Жекулин Л. А. — Изв. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1935, т. III, с. 1—2.
2. Жекулин Л. А. — Изв. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1936, т. I, с. 1.
3. Жекулин Л. А. — Изв. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1938, т. VII, с. 41—46.
4. Кессених В. Н. — ЖТФ, 1958, 8, с. 53—59.
5. Жуков В. К., Закиров Р. М. — Дефектоскопия, 1970, № 5, с. 52—56.
6. Рябцев А. П., Фрумкис Л. С., Озирская А. А. — Дефектоскопия, 1974, № 4, с. 37—39.
7. Федосенко Ю. К. — Дефектоскопия, 1976, № 6, с. 43—48.
8. Курозаев В. А., Стеблев Ю. И., Шатерников В. Е. — Дефектоскопия, 1976, № 1, с. 53—57.
9. Шатерников В. Е. — Дефектоскопия, 1977, № 2, с. 42—56.
10. Власов В. В., Комаров В. А. — Дефектоскопия, 1972, № 4, с. 53—57.
11. Соболев В. С., Шкарлет Ю. М. Накладные и экранные датчики. — Новосибирск: Наука, 1967. — 234 с.

12. Дорофеев А. Л. Электроиндуктивная (индукционная) дефектоскопия. — М.: Машиностроение, 1967. — 247 с.
 13. Герасимов В. Г. Электромагнитный контроль однослойных и многослойных изделий. — М.: Энергия, 1972. — 320 с.
 14. Бюлер Г. А. — Труды СФТИ. 1970, вып. 52, с. 3—15.
 15. Кессених В. Н. — ЖТФ, 1938, № 5, с. 53—59.
 16. Шилов Н. М. — ЖТФ, 1940, № 9, с. 696—670.
 17. Иванчиков В. И. Вихревые токи и их магнитное поле у дефектов простейшей формы. — Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. — Томск, 1950. — 240 с.
 18. Мирошин Н. В. — Изв. вузов. Физика, 1960, № 4, с. 27—33.
 19. Власов В. В. Исследования по скоростной электромагнитной рельсовой дефектоскопии. — ФММ, 1957, т. 5, вып. 2, с. 40—47.
 20. Власов В. В. Исследования по скоростной электромагнитной рельсовой дефектоскопии. — ФММ, 1958, т. 6, вып. 1, с. 53—59.
 21. Бюлер Г. А. — Дефектоскопия, 1972, № 3, с. 27—33.
 22. Сапожников А. Б. — Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Томск, 1951. — 430 с.
 23. Ключев В. В., Файнгоиз М. Л. — Дефектоскопия, 1972, № 2, с. 41—48.
-

ТРЕХСЛОЙНЫЙ ШАР В ОДНОРОДНОМ ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. Н. БОБРОВА

Исследование возможности контроля многослойных изделий различной формы имеет большое значение для дефектоскопии. Магнитные и электрические поля многослойных изделий, помещенных в постоянное и переменное электромагнитное поле, рассматривались многими авторами. Результаты исследований опубликованы в ряде работ [1—12]. Так, работы [7], [9], [10] посвящены исследованию плоскостных сред, [2], [3], [8] — многослойным цилиндрическим изделиям, [1], [11], [12] — двуслойным сферам; в работе [4] приведены результаты исследования трехслойной немагнитной проводящей сферы в поле витка с током.

Настоящая работа посвящена решению задачи о трехслойном неоднородном магнитном шаре, расположенном в изотропном магнитном пространстве; система намагничивается однородным постоянным магнитным полем.

Пусть дан трехслойный шар с параметрами a, b, c : a — радиус внешнего шара; b — радиус среднего шара; c — радиус внутреннего шара. Магнитные параметры сред соответственно: внешней среды — μ_1 , внешнего слоя — μ_2 , среднего слоя — μ_3 и внутреннего шара — μ_4 . Шар помещен в однородное постоянное магнитное поле H_0 . Магнитные проницаемости сред считаются независимыми от величины амплитуды намагничивающего поля $\mu_i = \text{const}$ ($i = 1, 2, 3, 4$).

Решение задачи проводим в сферической системе координат (r, ϑ, φ) .

Потенциал вторичного поля трехслойного шара в однородном постоянном магнитном поле, как известно, удовлетворяет уравнению Лапласа. Уравнение Лапласа в сферической системе координат имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right] + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \left[\sin \vartheta \frac{d\varphi}{d\vartheta} \right] = 0, \quad (1)$$

φ — потенциал.

Интеграл уравнения (1) ищется в виде

$$\varphi = R(r) \Theta(\vartheta). \quad (2)$$

После подстановки выражения (2) в уравнение (1) и последующего разделения переменных получаем два уравнения для определения $R(r)$ и $\Theta(\vartheta)$:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} - \lambda \frac{R}{r^2} = 0; \quad (3)$$

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{d\Theta}{d\vartheta} \right) + \lambda \Theta = 0, \quad (4)$$

λ — постоянная разделения.

Частным решением уравнения Эйлера (3) [$\lambda = n(n+1)$, n — любое целое число или нуль] является степенная функция

$$R_n(r) = A_n r^n + B_{-(n+1)} r^{-(n+1)}.$$

Частным интегралом уравнения (4) является полином Лежандра

$$Q_n(\cos \vartheta) = P_n(\cos \vartheta) = \frac{1}{(2n)!} \frac{d^n (\sin \vartheta)}{[d(\cos \vartheta)]^n}. \quad (5)$$

Общим интегралом уравнения (1) будет, следовательно, ряд [5]

$$\varphi_k(r, \vartheta) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_{kn} r^n + B_{k(n+1)} r^{-(n+1)}] P_n(\cos \vartheta). \quad (6)$$

Знак k , равный 1, 2, 3 или 4, определяет область, для которой ищется потенциал.

Переходим к определению коэффициентов A и B .

Полином Лежандра $P_0(\cos \vartheta)$ равен единице и, следовательно, члены ряда (6) с нулевым порядком не будут зависеть от ϑ , что противоречит, очевидно, физической картине распределения φ . Следовательно, коэффициенты A_{k0} и B_{k1} должны равняться нулю.

Для выполнения условия на бесконечности

$$\varphi_1 \rightarrow \varphi_0 = -H_0 r \cos \vartheta \quad \text{при } r \rightarrow \infty$$

необходимо положить $A_{11} = -H_0$, а все остальные A_{1n} — равными нулю.

Таким образом

$$\varphi_1 = (-H_0 r + B_{12} r^{-2}) P_1(\cos \vartheta) + B_{13} r^{-3} P_2(\cos \vartheta) + B_{14} r^{-4} P_3(\cos \vartheta) + \dots \quad (7)$$

Выражение для φ_2 и φ_3 сохраняют общую форму

$$\varphi_2 = (A_{21} r + B_{22} r^{-2}) P_1(\cos \vartheta) + (A_{22} r^2 + B_{23} r^{-3}) P_2(\cos \vartheta) + \dots; \quad (8)$$

$$\varphi_3 = (A_{31} r + B_{32} r^{-2}) P_1(\cos \vartheta) + (A_{32} r^2 + B_{33} r^{-3}) P_2(\cos \vartheta) + \dots \quad (9)$$

В выражении для φ_4 на основании требования конечности при $r=0$ должны отсутствовать все члены с отрицательными показателями. Следовательно

$$\varphi_4 = A_{41} r P_1(\cos \vartheta) + A_{42} r^2 P_2(\cos \vartheta) + \dots \quad (10)$$

Далее используем граничные условия.

1. Для внешней границы, то есть $r=a$

$$\varphi_1(a) = \varphi_2(a); \quad (11)$$

$$\mu_1 \frac{d\varphi}{dr} = \mu_2 \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r=a}. \quad (12)$$

2. Для средней границы, то есть $r=b$

$$\varphi_2(b) = \varphi_3(b) \quad (13)$$

$$\mu_2 \frac{d\varphi_2}{dr} = \mu_3 \frac{d\varphi_3}{dr} \Big|_{r=b}. \quad (14)$$

3. Для внутренней границы, то есть $r=c$

$$\varphi_3(c) = \varphi_4(c); \quad (15)$$

$$\mu_3 \frac{d\varphi_3}{dr} = \mu_4 \frac{d\varphi_4}{dr} \Big|_{r=c}. \quad (16)$$

Обращаясь к граничному условию (11), мы получаем равенство

$$\varphi_1(a) - \varphi_2(a) = 0, \quad (17)$$

которое должно выполняться при любых значениях ϑ . Чтобы это было возможно, необходимо положить все коэффициенты при полиномах Лежандра равными нулю, так как полиномы Лежандра разных порядков линейно независимы.

Приравнявая нулю коэффициенты при $P_1(\cos\vartheta)$ и используя граничные условия (11)–(16), получаем систему из шести уравнений:

$$\begin{aligned} -H_0 a + B_{12} a^{-2} &= A_{21} a + B_{22} a^{-2}; \\ A_{21} b + B_{22} b^{-2} &= A_{31} b + B_{32} b^{-2}; \\ A_{31} c + B_{32} c^{-2} &= A_{41} c; \\ \mu_1 (-H_0 - 2B_{12} a^{-3}) &= \mu_2 (A_{21} - 2B_{22} a^{-3}); \\ \mu_2 (A_{21} - 2B_{22} b^{-3}) &= \mu_3 (A_{31} - 2B_{32} b^{-3}); \\ \mu_3 (A_{31} - 2B_{32} c^{-3}) &= \mu_4 A_{41}. \end{aligned} \quad (18)$$

Далее следует приравнять нулю коэффициенты при $P_2(\cos\vartheta)$, $P_3(\cos\vartheta)$ и др. Однако при этом получаем системы однородных уравнений, которые допускают только нулевые решения, следовательно, все остальные коэффициенты будут равны нулю. На основании этого, выражения (7)–(10) для потенциалов φ_1 , φ_2 , φ_3 и φ_4 переписутся так:

$$\varphi_1 = -H_0 r \cos \vartheta + B_{12} \frac{\cos \vartheta}{r^2}; \quad (19)$$

$$\varphi_2 = \left(A_{21} r + B_{22} \frac{1}{r^2} \right) \cos \vartheta; \quad (20)$$

$$\varphi_3 = \left(A_{31} r + B_{32} \frac{1}{r^2} \right) \cos \vartheta; \quad (21)$$

$$\varphi_4 = A_{41} r \cos \vartheta. \quad (22)$$

Неизвестными остаются коэффициенты B_{12} , A_{21} , B_{22} , A_{31} , B_{32} , A_{41} . Для определения перечисленных коэффициентов решаем систему (18) с помощью определителей шестого порядка. Получаем следующие выражения для коэффициентов B_{12} , A_{21} , B_{22} , A_{31} , B_{32} , A_{41} .

$$B_{12} = H_0 a^3 \left(\frac{b}{a} \right)^3 \frac{\Delta_{B_{12}}}{\Delta_{\text{знам}}}; \quad (23)$$

$$A_{21} = -H_0 \frac{\Delta_{A_{21}}}{\Delta_{\text{знам}}}; \quad (24)$$

$$B_{22} = H_0 b^3 \left(\frac{b}{a} \right)^3 \frac{\Delta_{B_{22}}}{\Delta_{\text{знам}}}; \quad (25)$$

$$A_{31} = -H_0 \frac{\Delta_{A_{31}}}{\Delta_{\text{знам}}}. \quad (26)$$

Здесь

$$A_{41} = -H_0 \frac{\Delta_{A_{41}}}{\Delta_{\text{знам}}}. \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{знам}} &= -2 \frac{b^3}{a^3} \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_4}{\mu_1} \right) \left(2 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) + 2 \frac{b^6}{a^6} \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \times \\ &\times \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + 2 \frac{\mu_3}{\mu_1} \right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_4}{\mu_1} \right) + 2 \frac{b^3}{a^3} \frac{b^3}{c^3} \left(2 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} \right) \left(2 \frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\mu_3}{\mu_1} \right) + \end{aligned}$$

$$+ 4 \frac{b^6}{a^5} \frac{b^3}{c^3} \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu_2 - \mu_3}{\mu_1}\right) + \frac{b^3}{a^3} \frac{b^3}{c^3} \left(2 + \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(2 \frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\mu_3}{\mu_1}\right) \times$$

$$\times \left(\frac{\mu_4}{\mu_1}\right) + 2 \frac{b^6}{a^6} \frac{b^3}{c^3} \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu_2 - \mu_3}{\mu_1}\right) \frac{\mu_4}{\mu_1}; \quad (28)$$

$$\Delta_{B_{21}} = 3 \frac{b^3}{c^3} \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(2 \frac{\mu_3}{\mu_1} + \frac{\mu_4}{\mu_1}\right) - 2 \frac{\mu_3}{\mu_1} \left(2 \frac{\mu_3}{\mu_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) + 2 \frac{\mu_4}{\mu_1} \times$$

$$\times \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + 2 \frac{\mu_3}{\mu_1}\right); \quad (29)$$

$$\Delta_{A_{21}} = \frac{b^3}{a^3} \left[4 \frac{b^3}{c^3} \frac{\mu_3}{\mu_1} \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} + 2 \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) + 4 \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_4}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} + \frac{\mu_4}{\mu_1}\right) + \right.$$

$$+ 2 \frac{b^3}{c^3} \frac{\mu_4}{\mu_1} \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - 2 \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) + \frac{b^3}{c^3} \left(2 \frac{\mu_3}{\mu_1} + \frac{\mu_4}{\mu_1}\right) \left(2 \frac{\mu_2}{\mu_1} - \frac{\mu_3}{\mu_1}\right) +$$

$$\left. + 2 \left(\frac{\mu_4}{\mu_1} - \frac{\mu_3}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \right]; \quad (30)$$

$$\Delta_{A_{31}} = 9 \frac{b^3}{a^3} \frac{b^3}{c^3} \frac{\mu_2}{\mu_1} \left(2 \frac{\mu_3}{\mu_1} + \frac{\mu_4}{\mu_1}\right); \quad (31)$$

$$\Delta_{A_{41}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\mu_3}{\mu_1} \cdot 27 \frac{b^3}{a^3} \frac{b^3}{c^3}. \quad (32)$$

Составляющие магнитного поля шара, как известно, находятся путем дифференцирования потенциалов, представленных выражениями (19) — (22):

$$H_{r_i} = -\frac{d\varphi_i}{dr}; \quad H_{\varphi_i} = -\frac{d\varphi_i}{d\varphi}, \quad H_{\theta_i} = \frac{d\varphi_i}{d\theta}. \quad (33)$$

Дифференцированием выражений (19) — (22) с учетом уравнений (23) — (32) полностью решается поставленная задача.

В частном случае, когда радиус внутреннего шара $c \rightarrow 0$, $\mu_3 = \mu_4$, получаем хорошо известные формулы для двуслойного шара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жекулин Л. А. Многослойные сферические экраны. АН СССР. — Изв. энергетич. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1936, т. IV, вып. 1, с. 93—104.
2. Электромагнитные методы контроля изделий/Под ред. В. Г. Герасимова: Тр. ин-та МЭИ. — М., 1970, с. 3—33.
3. Герасимов В. Г. Электромагнитный контроль однослойных и многослойных изделий. — М.: Энергия, 1972. — 160 с.
4. Архипова Л. М., Коваленко А. К., Никитин А. И. Контроль толщины стенки многослойных изделий. — В кн.: Неразрушающий контроль электромагнитными методами: Материалы конференции. Сб. 2. М., 1971 (МДНТП им. Ф. Э. Дзержинского), с. 79—83.
5. Сапожников А. Б. Электромагнитная дефектоскопия металлических тел. — Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Томск, 1952. — 530 с.
6. Бондаренко Н. Л., Шкарлет Ю. М., Свистунов И. В. Анализ импеданса, вносимого в накладной преобразователь биметаллическим изделием с ферромагнитной основой. — В кн.: Электромагнитные методы неразрушающего контроля. Минск: Наука и техника, 1971, с. 85—90.
7. Зацепин Н. Н. Контроль двуслойного плоского ферромагнитного листа в статическом продольно-поперечном магнитном поле. — Изв. АН БССР, сер. физ.-техн. наук, 1971, № 3, с. 61—68.
8. Стипура А. Г. Расчет нестационарного электромагнитного поля в многослойном цилиндре. — Дефектоскопия, 1969, № 4, с. 59—64.
9. Беликов Е. Г., Останин Ю. Я. Применение электромагнитных экранов при измерении параметров многослойных изделий методом вихревых токов. — Доклады

I Всесоюзной межвузовской конференции по электромагнитным методам контроля качества материалов и изделий. Ч. 2. М., 1972, с. 55—63.

10. Бондаренко Н. Л. Исследование нестационарного электромагнитного поля витка, установленного над плоской поверхностью многослойной проводящей среды: Автореф. Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Днепропетровск, 1973. — 35 с.

11. Бобров М. Н. Комплексный магнитный момент неоднородного шара в однородном переменном магнитном поле. — В кн.: Электромагнитные методы контроля, магнитное экранирование, электродинамика простейших сред: Тр. СФТИ при ТГУ, вып. 52. Томск, 1970, с. 34—43.

12. Рохлин Б. Р. Ферромагнитный шар с металлическим ядром в однородном переменном магнитном поле. — Изв. вузов. Электромеханика, 1977, № 9, с. 311—315.

О ЛОКАЛИЗАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДВУМЯ СООСНЫМИ ВИТКАМИ С ТОКОМ

М. Н. БОБРОВА

Вопросам локализации магнитного поля уделяется большое внимание в дефектоскопии, геофизических методах разведки, в электронной оптике, в вопросах поиска металла в тканях живого организма и др.

Было замечено, что если по двум соосным виткам, расположенным в одной плоскости, пропустить ток различного направления, то их результирующее магнитное поле в некоторой области (или точке) может быть близко к нулю или равным нулю, в другой же области оно может быть сосредоточено и принимать определенную форму.

В настоящей работе приведены результаты численного исследования возможности создания локализованного поля двумя витками, оси

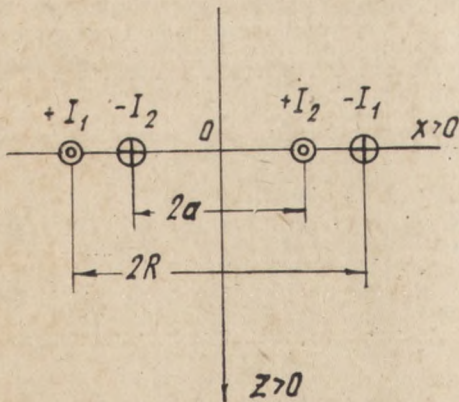


Рис. 1

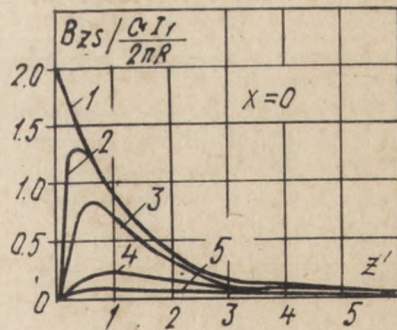


Рис. 2

которых параллельны, а центры совмещены. Ввиду громоздкости и сложности формул, характеризующих вторичное поле кругового витка, рассмотрен виток плоский. Для кругового витка результаты будут аналогичны.

Допустим, что по внешнему витку радиуса R протекает постоянный ток I_1 , по внутреннему витку радиуса a — ток I_2 (рис. 1).

Следует найти и проанализировать выражения составляющих индукции поля указанной системы.

Для внешнего витка данной системы составляющие магнитного поля индукции согласно [1] в наших обозначениях запишутся следующим образом:

$$B_{y1} = 0; \quad (1)$$

$$B_{z1} = \frac{\mu I_1}{2\pi} \left[\frac{x+R}{(x+R)^2 + z^2} - \frac{x-R}{(x-R)^2 + z^2} \right]; \quad (2)$$

$$B_{x1} = -\frac{\mu J_1 z}{2\pi} \left[\frac{1}{(x+R)^2 + z^2} - \frac{1}{(x-R)^2 + z^2} \right].$$

Для внутреннего витка

$$B_{y2} = 0;$$

$$B_{x2} = -\frac{\mu I_2 z}{2\pi} \left[\frac{1}{(x+a)^2 + z^2} - \frac{1}{(x-a)^2 + z^2} \right]; \quad (3)$$

$$B_{z2} = \frac{\mu I_2}{2\pi} \left[\frac{x+a}{(x+a)^2 + z^2} - \frac{x-a}{(x-a)^2 + z^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь μ — магнитная проницаемость среды.

Рассматривая возможность получения нулевого поля в плоскости $z=0$, полагаем

$$B_{z1} + B_{z2} = 0 \quad \text{при } z=0 \quad (5)$$

(в этом случае $B_{x1} = B_{x2} = 0$).

Подставляя выражения (2), (4) в уравнение (5), получаем после некоторых преобразований следующее соотношение токов:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a}{R} \frac{\left(\frac{x}{R}\right)^2 - 1}{\left(\frac{x}{R}\right)^2 - \left(\frac{a}{R}\right)^2}. \quad (6)$$

Из соотношения (6) следует, что при различных x отношение токов I_1/I_2 будет различно, то есть поле данной системы в плоскости $z=0$ нулевым быть не может. На расстояниях $x/R \gg 1$ это соотношение примет вид

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a}{R}, \quad (7)$$

то есть в этом случае соотношение токов не зависит от x .

Рассмотрим второй случай, когда поле, равное нулю, полагаем в плоскости $x=0$, то есть

$$B_{z1} + B_{z2} = 0 \quad \text{при } x=0. \quad (8)$$

Тогда

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a}{R} \frac{1 + \left(\frac{z}{R}\right)^2}{\left(\frac{a}{R}\right)^2 + \left(\frac{z}{R}\right)^2}. \quad (9)$$

Из соотношения (9) следует, что поле, равное нулю в плоскости $x=0$, не может быть создано данной системой витков.

На больших расстояниях $z/R \gg 1$ соотношение (9) принимает такой же вид

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a}{R},$$

как и соотношение (7).

В следующем случае полагаем поле, равное нулю в точке $x=0$, $z=0$.

$$B_{z1} + B_{z2} = 0 \quad \text{при } x=0, z=0.$$

Соотношение токов должно быть при этом таково:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R}{a} \quad \text{при } x=0, z=0. \quad (10)$$

Составляющие магнитного поля системы двух витков, с противоположно направленными токами и обладающие свойством нулевого поля в точке $(x=0, z=0)$, могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_{zs} &= B_{z1} + B_{z2} = \\ &= \frac{\mu I_1}{2\pi} \left[\frac{x+R}{(x+R)^2 + z^2} - \frac{x-R}{(x-R)^2 + z^2} - \frac{a}{R} \left(\frac{x+a}{(x+a)^2 + z^2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{x-a}{(x-a)^2 + z^2} \right) \right]; \\ B_{xs} &= B_{x1} + B_{x2} = \\ &= -\frac{\mu I_1 z}{2\pi} \left[\frac{1}{(x+R)^2 + z^2} - \frac{1}{(x-R)^2 + z^2} - \frac{a}{R} \left(\frac{1}{(x+a)^2 + z^2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{(x-a)^2 + z^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

После соответствующих преобразований и записи составляющих магнитного поля в относительных единицах получаем

$$\begin{aligned} \frac{B_{zs}}{\mu I_1 / 2\pi R} &= \frac{1+x'}{(1+x')^2 + z'^2} + \frac{1-x'}{(1-x')^2 + z'^2} - a' \left(\frac{a'+x'}{(a'+x')^2 + z'^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{a'-x'}{(a'-x')^2 + z'^2} \right); \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\frac{B_{xs}}{\mu I_1 / 2\pi R} &= \frac{z'}{(x'+1)^2 + z'^2} - \frac{z'}{(x'-1)^2 + z'^2} + a' \left(\frac{z'}{(x'+a')^2 + z'^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{z'}{(x'-a')^2 + z'^2} \right). \quad (12) \end{aligned}$$

Здесь

$$x' = \frac{x}{R}; \quad z' = \frac{z}{R}; \quad a' = \frac{a}{R}. \quad (13)$$

Представляет интерес случай, когда поле, равное нулю, дает система в точке $z=R/2$; $x=0$, то есть в области, где может находиться граница раздела сред (например, на поверхности детали). В этом случае, проводя вычисления, аналогичные вышеописанным, мы получаем следующее соотношение токов:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{5a'}{4a'^2 + 1}$$

и следующие выражения для составляющих поля системы:

$$\begin{aligned} \frac{B_{zs}}{\mu I_1 / 2\pi R} &= \frac{x'+1}{(x'+1)^2 + z'^2} - \frac{x'-1}{(x'-1)^2 + z'^2} - \frac{5a'}{4a'^2 + 1} \times \\ &\times \left(\frac{x'+a'}{(x'+a')^2 + z'^2} - \frac{x'-a'}{(x'-a')^2 + z'^2} \right); \quad (14) \end{aligned}$$

$$\frac{B_{xs}}{\mu J_1/2\pi R} = \frac{z'}{(x'+1)^2 + z'^2} - \frac{z'}{(x'-1)^2 + z'^2} - \frac{5a'}{4a'^2 + 1} \times$$

$$\times \left(\frac{z'}{(x'+a')^2 + z'^2} - \frac{z'}{(x'-a')^2 + z'^2} \right). \quad (15)$$

Здесь x' , z' , a' имеют те же обозначения, что и (13).

Результаты численных исследований

Численные исследования составляющих магнитного поля двух соосных витков производились с помощью выражений (11), (12), (14), (15). Часть полученных результатов приведена в виде кривых на рис. 2—6. В силу симметричности системы кривые построены для половины витка (то есть $(z'=0$ есть центр витка). Данные, для которых построены кривые, сведены в таблицу.

№ рис.	I_1/I_2	№ кривой	a'	x'	z'
1	$\frac{R}{a}$	1	0	0	Перем.
		2	0,2		
		3	0,4		
		4	0,8		
		5	0,9		
2	$\frac{5a'}{4a'^2 + 1}$	1	0	0	Перем.
		2	0,2		
		4	0,8		
3	$\frac{R}{a}$	1	0	Перем.	0,1
		2	0,9		0,1
		3	0,9		0,5
4	$\frac{5a'}{4a'^2 + 1}$		0,9	Перем.	0,1
			0,9		0,5
5	$\frac{R}{a}$	1	0	Перем.	0,1
		2	0,9		0,1
		3	0,9		0,5

Анализ кривых рис. 2 показывает, что вертикальная составляющая магнитного поля системы принимает максимальное значение на определенном расстоянии от центра системы, причем, максимум тем больше, чем меньше радиус внутреннего витка. При увеличении радиуса a' положение максимума отодвигается от центра в сторону увеличения z' .

Если же соотношение I_1/I_2 таково, что поле системы приобретает нулевое значение в точке $x=0$, $z=R/r$, то картина меняется (рис. 3). Здесь наблюдается два разнополярных максимума с точкой перехода через нуль при $z'=0,5$ и наибольший градиент поля в этой точке.

Указанные особенности характерны только для точек на оси системы. Расчет поля вдоль оси x' при $z=\text{const}$ показал, что поле, близкое к нулю, можно получить только внутри меньшего витка. Поле же между витками имеет резко выраженный максимум (рис. 5, 4), то есть поле как бы локализуется между витками. С увеличением расстояния z' максимум поля резко убывает, принимая «размытый» характер.

Горизонтальная составляющая рассматриваемой системы токов между витками меняет знак, приобретая значительный градиент (рис. 6). С увеличением расстояния z' составляющая (по оси x) поля системы уменьшается медленнее, чем составляющая по оси z .

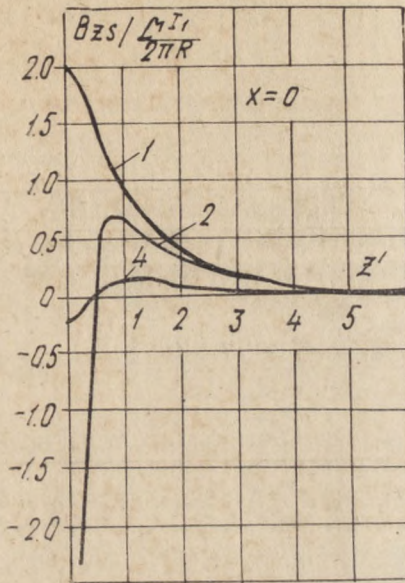


Рис. 3

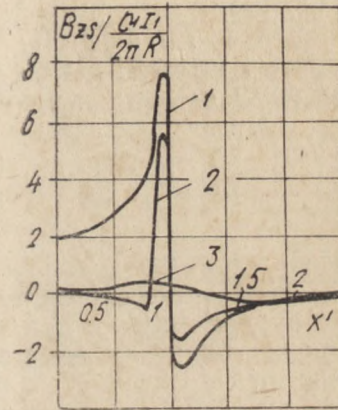


Рис. 4

Таким образом, с помощью двух соосных витков (катушек) с противоположно направленными токами могут быть созданы достаточно узкие импульсы магнитного поля, которые могут найти применение в

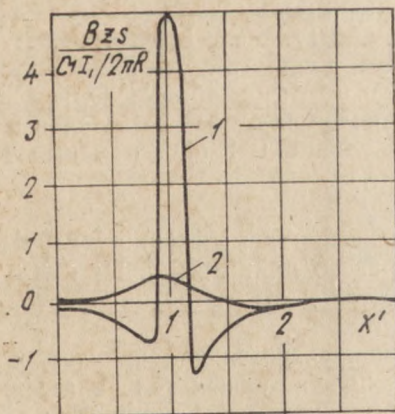


Рис. 5

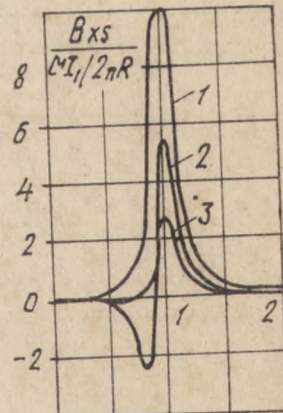


Рис. 6

дефектоскопии для намагничивания дефектов с тесно сжатыми стенками и в системах, требующих создания кольцевого напряжения магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смайт В. Электростатика и электродинамика. — М.: ИЛ, 1954. — 269 с.

ПОСТРОЕНИЕ И РАСЧЕТ СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ФЕРРОМАГНИТНОГО ШАРА, ВОЗБУЖДЕННОГО ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Г. С. БУДЬКО, А. П. РЯБЦЕВ, Л. С. ФРУМКИС

По реакции на воздействие переменного магнитного поля объект, обладающий электропроводностью σ и магнитной проницаемостью μ , может рассматриваться как самостоятельный источник электромагнитного поля, параметры которого зависят от параметров возбуждающего поля, от собственных геометрических параметров и от собственных электромагнитных параметров.

В работе [1] показано, что шар, возбужденный однородным переменным магнитным полем, можно представить в виде диполя с комплексным магнитным моментом, соответствующим выражению

$$\overline{M}_{\text{ш}} = -\frac{1}{2} H_0 a_{\text{ш}}^3 \overline{C} = \frac{1}{2} H_0 a_{\text{ш}}^3 |\overline{C}| e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где $\overline{M}_{\text{ш}}$ — магнитный момент шара; $a_{\text{ш}}$ — радиус шара; H_0 — напряженность возбуждающего поля; $\overline{C}$ — комплексный коэффициент, учитывающий электромагнитные параметры шара (μ , σ) и частоту возбуждающего поля (ω); φ — сдвиг фазы по отношению к полю H_0 .

В [1] принята система единиц, в которой H_0 выражается в эрстедах, а $a_{\text{ш}}$ — в сантиметрах. В системе единиц СИ (1) принимает вид

$$\overline{M}_{\text{ш}} = 2\pi H_0 a_{\text{ш}}^3 |\overline{C}| e^{i\varphi}. \quad (2)$$

Через магнитный момент диполя, выражаемый (1) и (2), можно определять вторичное поле шара на расстояниях $r \gg a_{\text{ш}}$. При этом достаточная для практики точность расчетов достигается на расстояниях $r \geq 5a_{\text{ш}}$.

Дипольная модель шара широко используется для численных расчетов при исследованиях вторичных полей рудных тел в геофизике и вторичных полей дефектов в электромагнитной дефектоскопии. Однако в ряде случаев возникает необходимость создания модели исследуемого объекта в виде некоторого четырехполюсника, обладающего комплексным импедансом. Создание такой модели открывает новые возможности исследований, а именно:

- возможность проведения численных исследований на основе аналитического аппарата теории цепей;

- возможность создания иной модели для проведения эксперимента.

Цель нашей работы — показать, каковы эти возможности.

Условия задачи формулируются следующим образом.

Шар с электропроводностью σ и магнитной проницаемостью μ возбуждается однородным гармоническим магнитным полем. Требуется определить составляющие полного импеданса шара вихревым токам, удовлетворяющие модели четырехполюсника.

Полагаем, что поставленная задача решена, если определены импедансные параметры кругового витка, эквивалентного шару. Таким образом, за исходную посылку принимаем равенство

$$\bar{M}_{\text{ш}} = \bar{M}_{\text{в}}, \quad (3)$$

то есть полагаем, что магнитный момент шара $\bar{M}_{\text{ш}}$ равен магнитному моменту некоторого витка с током $\bar{M}_{\text{в}}$.

На основании (2) и известного выражения для магнитного момента витка с током запишем (3) в виде

$$2\pi H_0 a_{\text{ш}}^3 \bar{C} = \bar{I}_{\text{в}} S_{\text{в}}, \quad (4)$$

где $\bar{I}_{\text{в}}$ — ток в витке, а $S_{\text{в}}$ — площадь витка.

По закону Ома

$$\bar{I}_{\text{в}} = \frac{\bar{\varepsilon}_{\text{в}}}{Z_{\text{в}}}, \quad (5)$$

где $\bar{\varepsilon}_{\text{в}}$ — ЭДС, развиваемая полем H_0 на контуре витка;

$Z_{\text{в}} = r_{\text{в}} + ix_{\text{в}}$ — комплексный импеданс витка;

$r_{\text{в}}$ — активный импеданс витка;

$x_{\text{в}}$ — реактивный импеданс витка.

ЭДС $\bar{\varepsilon}_{\text{в}}$ равна производной от потока магнитной индукции через площадь, ограниченную контуром витка, то есть

$$\bar{\varepsilon}_{\text{в}} = -i4\pi \cdot 10^{-7} \omega H_0 S_{\text{в}}. \quad (6)$$

После подстановки (6) в (5) получаем

$$\bar{I}_{\text{в}} = \text{Re } \bar{I}_{\text{в}} + i \text{Im } \bar{I}_{\text{в}} = - \frac{i4\pi \cdot 10^{-7} \omega H_0 S_{\text{в}}}{r_{\text{в}} + ix_{\text{в}}}. \quad (7)$$

Кроме того, из (4)

$$\bar{I}_{\text{в}} = \text{Re } \bar{I}_{\text{в}} + i \text{Im } \bar{I}_{\text{в}} = \frac{2\pi H_0 a_{\text{ш}}^3 (\text{Re } \bar{C} + i \text{Im } \bar{C})}{S_{\text{в}}}. \quad (8)$$

После разделения мнимых и вещественных частей в (7) и (8) получаем

$$\text{Re } \bar{I}_{\text{в}} = - \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \omega H_0 S_{\text{в}} x_{\text{в}}}{r_{\text{в}}^2 + x_{\text{в}}^2}; \quad (7a)$$

$$\text{Re } \bar{I}_{\text{в}} = - \frac{2\pi H_0 a_{\text{ш}}^3 \text{Re } \bar{C}}{S_{\text{в}}}; \quad (8a)$$

$$\text{Im } \bar{I}_{\text{в}} = - \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \omega H_0 S_{\text{в}} r_{\text{в}}}{r_{\text{в}}^2 + x_{\text{в}}^2}; \quad (7b)$$

$$\text{Im } \bar{I}_{\text{в}} = - \frac{2\pi H_0 a_{\text{ш}}^3 \text{Im } \bar{C}}{S_{\text{в}}}. \quad (8b)$$

На основании (7a), (8a) и (7b), (8b) составляем систему двух уравнений, разрешаемую относительно неизвестных параметров $r_{\text{в}}$ и $x_{\text{в}}$, а именно:

$$\left. \begin{aligned} 2 \cdot 10^{-7} \omega S_{\text{в}}^2 x_{\text{в}} &= \text{Re } \bar{C} a_{\text{ш}}^3 (r_{\text{в}}^2 + x_{\text{в}}^2); \\ 2 \cdot 10^{-7} \omega S_{\text{в}}^2 r_{\text{в}} &= \text{Im } \bar{C} a_{\text{ш}}^3 (r_{\text{в}}^2 + x_{\text{в}}^2). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

После решения системы уравнений (9) получаем

$$r_{\text{в}} = \frac{2 \cdot 10^{-7} \omega S_{\text{в}}^2 \text{Im } \bar{C}}{a_{\text{ш}}^3 |\bar{C}|^2}; \quad (10)$$

$$x_v = \frac{2 \cdot 10^{-7} \omega S_v^2 \operatorname{Re} C}{a_{\text{ш}}^3 |\bar{C}|^2}. \quad (11)$$

В соответствии с [1]

$$\operatorname{Re} \bar{C} = \frac{AP + BQ}{P^2 + Q^2}, \quad \text{а} \quad \operatorname{Im} \bar{C} = \frac{BP - AQ}{P^2 + Q^2}.$$

После некоторых преобразований функции A , B , P и Q выражаются в более простой, чем в [1], форме, а именно:

$$A = (2\mu + 1) \left[1 - \frac{\kappa a_{\text{ш}}}{4} (\kappa a_{\text{ш}} \operatorname{cth} \kappa a_{\text{ш}} + \operatorname{ctg} \kappa a_{\text{ш}}) \right];$$

$$B = \frac{\kappa a_{\text{ш}}}{2} (2\mu + 1) (\operatorname{cth} \kappa a_{\text{ш}} - \operatorname{ctg} \kappa a_{\text{ш}} - 2\kappa a_{\text{ш}});$$

$$P = (\mu - 1) \left[1 - \frac{\kappa a_{\text{ш}}}{4} (\operatorname{cth} \kappa a_{\text{ш}} + \operatorname{ctg} \kappa a_{\text{ш}}) \right];$$

$$Q = \frac{\kappa a_{\text{ш}}}{2} [\kappa a_{\text{ш}} - (\mu - 1) (\operatorname{ctg} \kappa a_{\text{ш}} - \operatorname{cth} \kappa a_{\text{ш}})].$$

Здесь

$$\kappa = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \omega \mu \sigma}.$$

Таким образом, (10) и (11) позволяют определить активный и реактивный импедансы витка, если известны параметры шара и площадь эквивалентного витка. Однако в нашем случае площадь витка неизвестна, поэтому ход решения задачи требует дополнения (10) и (11) уравнениями, выражающими функциональную связь между импедансными, геометрическими и электромагнитными параметрами витка.

В соответствии с [2] и [3]

$$r_v = \operatorname{Re} \left[\frac{\kappa_{\text{пр}} a_v}{a_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}}} \cdot \frac{J_0(\kappa_{\text{пр}} a_{\text{пр}})}{J_1(\kappa_{\text{пр}} a_{\text{пр}})} \right] \simeq \frac{\sqrt{2\pi \cdot 10^{-7} \omega \sigma_{\text{пр}}}}{a_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}}}; \quad (12)$$

$$x_v = \operatorname{Im} \left[\frac{\kappa_{\text{пр}} a_v}{a_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}}} \cdot \frac{J_0(\kappa_{\text{пр}} a_{\text{пр}})}{J_1(\kappa_{\text{пр}} a_{\text{пр}})} \right] + 4\pi \cdot 10^{-7} \omega a_v \left(\ln \frac{8a_v}{a_{\text{пр}}} - 2 + \frac{\psi}{4} \right) \simeq \\ \simeq 4\pi \cdot 10^{-7} \omega a_v \left(\ln \frac{8a_v}{a_{\text{пр}}} - 2 \right), \quad (13)$$

где $\kappa_{\text{пр}} = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \omega \sigma_{\text{пр}}}$; $a_{\text{пр}}$ — радиус провода витка; a_v — радиус витка; $\sigma_{\text{пр}}$ — электропроводность провода витка.

На основании (10), (11) и (12), (13) может быть составлена система двух уравнений с двумя неизвестными — геометрическими параметрами витка a_v и $a_{\text{пр}}$. Численно-графические исследования этой системы уравнений показали, что она не имеет решения. Последнее означает, что простой виток не может служить эквивалентом шара. Дальнейшие исследования показали, что эквивалент шара может быть построен на основе витка, замкнутого на добавочное комплексное сопротивление

$$Z_{\text{доб}} = r_{\text{доб}} + ix_{\text{доб}}.$$

В результате чего (10) и (11) преобразуются и принимают вид

$$r_{\text{эkv}} = r_{\text{пр}} + r_{\text{доб}} = \frac{2\pi^2 \cdot 10^{-7} \omega a_v^4 \operatorname{Im} \bar{C}}{a_{\text{ш}}^3 |\bar{C}|^2}; \quad (14)$$

$$x_{\text{эkv}} = x_L + x_{\text{доб}} = \frac{2\pi^2 \cdot 10^{-7} \omega a_v^4 \operatorname{Re} \bar{C}}{a_{\text{ш}}^3 |\bar{C}|^2}. \quad (15)$$

Здесь $r_{пр}$ — активное сопротивление провода витка на частоте ω ; x_L — индуктивное сопротивление витка на частоте ω ; $r_{доб}$, $x_{доб}$ — активное и реактивное добавочные сопротивления, включенные в контур витка.

В данном случае предполагается, что $r_{доб}$ и $x_{доб}$ могут быть как положительными, так и отрицательными.

Практически же $x_{доб}$ всегда отрицательно, независимо от знака ReC , и никогда не равно нулю, $r_{доб}$ может равняться нулю, а его знак зависит от знака ImC .

Из (14) и (15) видно, что составляющие эквивалентного импеданса $r_{экв}$ и $x_{экв}$ даже на фиксированной частоте определяются не однозначно и зависят от геометрических параметров выбранного витка. Последнее означает, что схема замещения шара для фиксированной частоты может быть построена в бесконечном множестве равноправных вариантов, отличающихся друг от друга конкретными величинами индуктивности, емкости и сопротивления. При этом во всех случаях соотношения между активными и реактивными сопротивлениями должны оставаться такими, чтобы сохранялись неизменными фазовые углы.

Рассмотренная схема замещения шара может использоваться для анализа фаз вторичных полей и для оценки времен установления вихревых токов на заданной частоте.

В части возможности создания более простой по сравнению с шаром физической модели для эксперимента возникают некоторые технические трудности, обусловленные слишком большими величинами добавочных емкостей. Например, чтобы заменить шар из алюминия с радиусом $a_{ш}=16$ см витком такого же радиуса, выполненным из медного провода диаметром 2 мм, необходимо на частоте 10 кГц включить в виток добавочную емкость 201 мкФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боброва М. Н. Комплексный магнитный момент неоднородного шара в однородном переменном магнитном поле. — Труды СФТИ, вып. 52. — Томск: Изд-во ТГУ, 1970, с. 34—42.
2. Вольман В. И., Тименов Ю. В. Техническая электродинамика. — М.: Связь, 1971, с. 205—212.
3. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. — Л.: Энергия, Ленингр. отд-ние, 1970, с. 179—185.
4. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике. — М.: Наука, 1964, с. 193—197, 48—60.

РАСЧЕТ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗОГНУТОЙ РАМКИ

А. В. ЛОМОВИЦКИЙ, А. П. РЯБЦЕВ, Л. С. ФРУМКИС

В [1] рассчитана тангенциальная составляющая вторичного магнитного поля сферы, находящейся в поле плоского витка с током. Очевидно, что тангенциальная составляющая первичного поля в плоскости витка (рамки) равна нулю.

В производственных условиях датчик электромагнитного дефектоскопа может подвергаться механическим деформациям (главным образом изгибу), что приводит к появлению тангенциальной к плоскости рамки составляющей магнитного поля, ограничивающей реальную чувствительность прибора.

Как правило, и генераторная рамка, и приемные катушки датчика располагаются на каркасе, сечение которого и способ крепления должны выбираться такими, чтобы свести к минимуму влияние упомянутого изгиба.

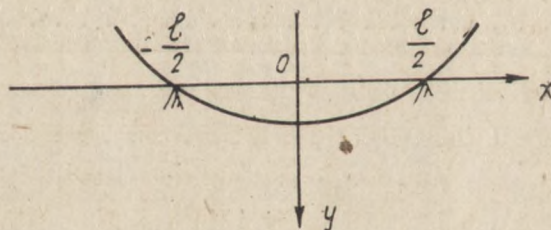


Рис. 1. Изгиб каркаса, лежащего на двух опорах.

Изгиб расположенного на двух опорах каркаса длиной A под действием равномерно распределенной вдоль него силы P (например, веса) изображен на рис. 1.

Поскольку плоскость недеформированной генераторной рамки перпендикулярна оси Y , а оси приемных катушек лежат в плоскости генераторной рамки и ориентированы вдоль оси X , задача сводится к определению касательной к оси изогнутого каркаса составляющей намагничивающего поля.

Можно показать [2], что дифференциальное уравнение, описывающее изгиб балки (каркаса), имеет вид

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{M(x)}{EJ}, \quad (1)$$

где y — смещение точек оси балки, E — модуль упругости, J — момент инерции поперечного сечения балки.

В уравнении (1)

$$M(x) = \frac{P}{A} \left(\frac{x^2}{2} + M_0 \right), \quad M_0 = \frac{A^2}{8} - \frac{Al}{4}, \quad (2)$$

где l — расстояние между точками опоры.

Граничные условия в данном случае имеют вид

$$y(0,5l) = y(-0,5l) = 0. \quad (3)$$

Решая (1) с граничными условиями (3), получим

$$y(x) = \frac{P}{AEJ} \left(\frac{x^4}{24} + M_0 \frac{x^2}{2} - \frac{l^4}{384} - M_0 \frac{l^2}{8} \right). \quad (4)$$

Зная уравнение кривой изгиба каркаса, можно определить касательную к этой кривой составляющую магнитного поля в некоторой точке x_0 .

Рассматривая генераторную рамку как отрезок двухпроводной линии, то есть отбрасывая пока торцевые участки рамки, запишем выражение для магнитного поля в точке x_0 , лежащей в плоскости рамки на равном расстоянии от проводов.

По закону Био—Савара

$$dH = \frac{i_0 b dx}{2\pi [(x - x_0)^2 + b^2]^{3/2}}. \quad (5)$$

Здесь dH — поле, создаваемое в точке x_0 участком тока i_0 длиной dx с координатой x ; $2b$ — расстояние между проводами линии.

Поле dH перпендикулярно плоскости недеформированной рамки. Нетрудно показать, что (5) является первым приближением поля и в случае малых деформаций (изгибов) рамки.

В точке x_0 касательная составляющая поля определится как

$$dH_t = \sin(\alpha - \alpha_0) \cdot dH, \quad (6)$$

где α и α_0 — углы между осью x и нормалью к кривой изгиба в точках x и x_0 соответственно.

Вследствие малости углов α и α_0 (и их разности) можно записать:

$$\sin(\alpha - \alpha_0) \simeq \alpha - \alpha_0; \quad (7)$$

$$\alpha \simeq \operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dx} = \frac{P}{AEJ} \left(\frac{x^3}{6} + M_0 x \right); \quad (8)$$

$$\alpha_0 = \frac{P}{AEJ} \left(\frac{x_0^3}{6} + M_0 x_0 \right). \quad (9)$$

Подставляя (8), (9) в (6) и интегрируя по x в пределах от $-0,5A$ до $+0,5A$, получим выражение для касательной в точке x_0 составляющей поля деформированной рамки

$$H_t(x_0) = \frac{P}{AEJ} \int_{-0,5A}^{0,5A} \frac{i_0 b dx}{2\pi [(x - x_0)^2 + b^2]^{3/2}} \left[\left(\frac{x^3}{6} + M_0 x \right) - \left(\frac{x_0^3}{6} + M_0 x_0 \right) \right]. \quad (10)$$

Предположив, что сечение каркаса имеет вид круга либо квадрата, можно записать [3]:

$$J = kb^4, \quad (11)$$

где b — диаметр круга либо сторона квадрата; k — коэффициент пропорциональности, зависящий от формы поперечного сечения.

Принятое допущение относительно вида поперечного сечения каркаса не повлияет на ход дальнейших выводов, поскольку зависимость типа (11) имеет место и для других форм сечения.

Подставив (11) в (10), получим

$$H_t(x_0) = \frac{Pi_0}{2\pi EA^3\kappa} H'(x_{01}), \quad (12)$$

где

$$H'(x_{01}) = \frac{1}{b_1^3} \int_{-0,5}^{0,5} \frac{dx_1}{[(x_1 - x_{01})^2 + b_1^2]^{3/2}} \left[\left(\frac{x_1^3}{6} + M_{01}x_1 \right) - \left(\frac{x_{01}^3}{6} + M_{01}x_{01} \right) \right], \quad (13)$$

$$b_1 = \frac{b}{A}, \quad x_1 = \frac{x}{A}, \quad x_{01} = \frac{x_0}{A}, \quad M_{01} = \frac{M_0}{A^2}, \quad l_1 = \frac{l}{A}.$$

Интеграл в (13) выражается через табулированные функции.

Заметим теперь, что учитывать вклад торцевых участков генераторной рамки нет необходимости, поскольку поле от торцевых участков во всех точках x_0 (по крайней мере, в точках, расположенных на расстояниях b и более от торцов) меньше, чем поле длинной линии. Эти соображения подтверждаются и расчетом поля, выполненным аналогично вышеприведенному: поле торцевых участков можно не учитывать для всех $-0,5 A \leq x_0 \leq 0,5 A$.

Результаты численных расчетов, выполненных по формуле (13), представлены на рис. 2, 3. Из графиков видно, что при решении вопроса о выборе точек крепления каркаса предпочтение следует отдать креплению каркаса у торцов ($l=A$), поскольку: 1) этот вариант наиболее прост и технологичен; 2) величина помехи при этом способе крепления не превышает величины помех для других вариантов крепления.

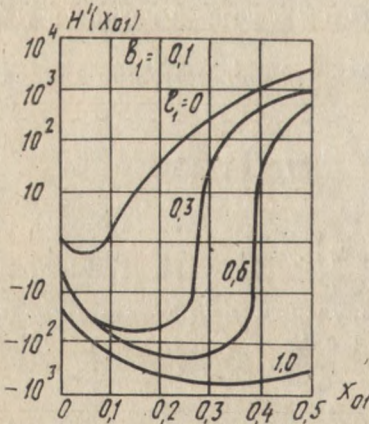


Рис. 2. Тангенциальная составляющая для случая $b_1=0,1$

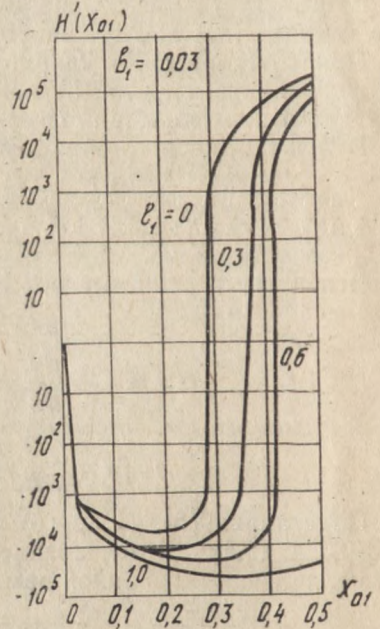


Рис. 3. Тангенциальная составляющая для случая $b_1=0,03$

Для приближенного расчета помехи H_t , как видно из графиков, достаточно определить ее на краю датчика ($x_{01} = \pm 0,5$), то есть в точках, где помеха максимальна.

Положив в (10) $x_{01} = 0,5$ и считая $b \ll A$ ($b_1 \ll 1$), получим

$$H_t = \frac{vPi_0}{8\pi EJ} \ln \frac{be}{2A}, \quad (14)$$

где e — основание натуральных логарифмов.

Формула (14) позволяет при заданном материале (E), длине A и диаметре $2b$ каркаса с достаточной для практики точностью рассчитать помехи, возникающие при изгибе каркаса под действием равномерно распределенной нагрузки P .

ЛИТЕРАТУРА

1. Рябцев А. П., Фрумкис Л. С., Озирская А. А. — Дефектоскопия, 1972, № 4, с. 138—145.
 2. Смирнов В. И. Курс высшей математики, 9-е изд. Т. 2. — Л.: ОГИЗ, 1948. — 622 с.
 3. Общетехнический справочник/Под ред. А. Н. Малова. — М.: Машиностроение, 1971. — 462 с.
-

ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ДЕФЕКТОВ КОНЕЧНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ

И. А. НОВИКОВА

Вопросу исследования магнитных полей рассеяния дефектов бесконечной протяженности в литературе уделено большое внимание [1—8]. Дефекты, протяженность которых в направлении, перпендикулярном намагничивающему полю, соизмерима с шириной раскрытия, а именно не превышает десятикратного ее размера [9], не могут рассматриваться как дефекты бесконечной протяженности.

Решению о полях рассеяния от дефектов конечной протяженности уделено пока мало внимания [10—12]. Это обусловлено трудностями, связанными с возможностями математического разрешения их в условиях, близких к реальным. Экспериментальные исследования полей таких дефектов требуют измерения напряженности или градиента поля практически в точке, чтобы исключить дополнительные эффекты, вносимые концами дефекта. Предлагаемые авторами [10, 11, 12] расчеты полей от дефектов конечной протяженности, проводимые на основе широко используемых в настоящее время в теоретических исследованиях магнитостатической дефектоскопии способов расчета [1, 3, 5, 7] (равномерное распределение магнитных поляризационных зарядов по граням дефекта и неравномерное — убывание к концу дефекта величины заряда до нуля), имеют один общий существенный недостаток — величина «массы» зарядов, функционально зависящая от параметров дефекта (ширины раскрытия и глубины), от магнитных характеристик исследуемого объекта и величины намагничивающего поля, остается величиной неопределенной. Это, как отмечалось в работе [4], требует обязательного измерения полей от дефектов экспериментально для каждого конкретного дефекта, для каждого изделия, если меняются его магнитные характеристики и условия намагничивания. Невозможность проведения количественной оценки полей посредством такого способа расчета и неточность качественной, из-за невозможности аналитически учесть сложную зависимость массы поляризационных зарядов от параметров дефекта и магнитных характеристик исследуемого материала, значительно снижает ценность предлагаемых теоретических исследований полей рассеяния дефектов конечной протяженностью [10, 11, 12].

Предлагаемые в данной работе исследования полей дефектов конечной протяженности проведены на основании представления поля дефекта полем от двух линейных заряженных нитей конечной длины. Расположение нитей в координатной системе определяется координатами, зависящими от параметров дефекта, его ширины раскрытия и глубины, а магнитные массы поляризационных зарядов функциональ-

но зависят от магнитных свойств объекта исследования и параметров дефекта. Вывод расчетных выражений составляющих поля рассеяния для дефектов конечной протяженности проведен на основе принципов, предлагаемых в работе [4].

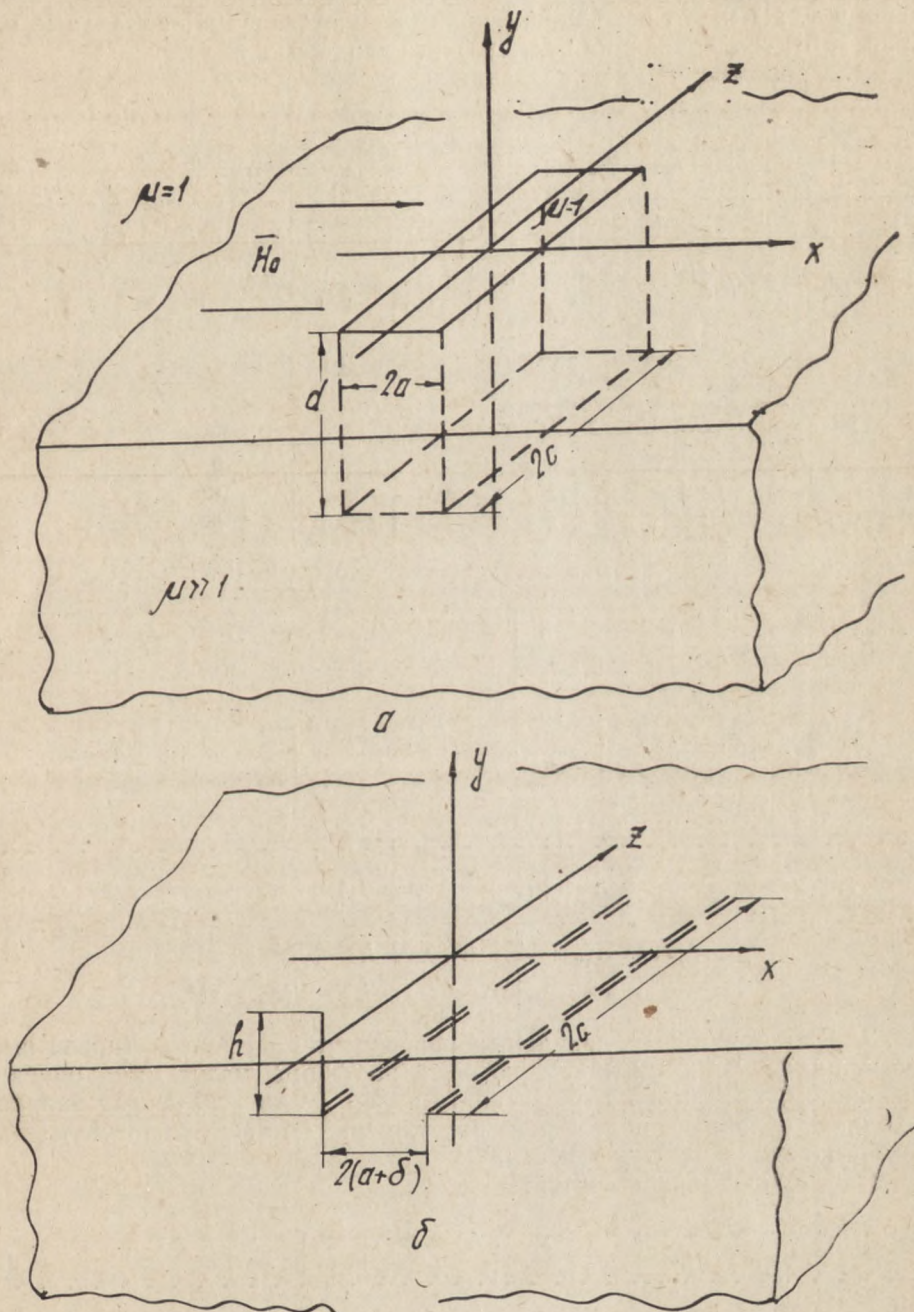


Рис. 1

На рис. 1, а изображен дефект конечной протяженности. Полость дефекта и полупространство над дефектом имеет магнитную проницаемость $\mu=1$, окружающее дефект полупространство заполнено магнитной средой. Относительно координатной системы дефект расположен,

как показано на рис. 1. Намагничивающее поле H_0 направлено вдоль оси xx . Параметры трещины обозначены: ширина раскрытия — $2a$, глубина — d , длина, (протяженность) дефекта — $2c$.

Основываясь на положениях, изложенных в работе [4], учитывая, что рассматривается дефект конечной протяженности (трещина, непроводы и т. п.) и что источником поля являются две параллельные нити (рис. 1, б), составляющие поля дефекта запишем в виде.

1. Равномерное распределение зарядов:

$$H_x = m_0 \int_{-c}^c \left(\frac{x_0 + A}{K^{3/2}} - \frac{x_0 - A}{L^{3/2}} \right) dz; \quad (1)$$

$$H_y = m_0 (y + h) \int_{-c}^c \left(\frac{1}{K^{3/2}} - \frac{1}{L^{3/2}} \right) dz. \quad (2)$$

2. Распределение зарядов вдоль нити по закону $m = m_0 \times \left(1 - \frac{z}{c} \right)$ для $0 \leq z \leq c$ и $m = m_0 \left(1 + \frac{z}{c} \right)$ для $-c \leq z \leq 0$:

$$H_x = m_0 \cdot \left\{ \int_{-c}^c \left[\frac{x_0 + A}{K^{3/2}} - \frac{x_0 - A}{L^{3/2}} \right] dz - \frac{1}{c} \int_0^c \left[\frac{(x_0 + A)z}{K^{3/2}} - \frac{(x_0 - A)z}{L^{3/2}} \right] dz + \frac{1}{c} \int_{-c}^0 \left[\frac{(x_0 + A)z}{K^{3/2}} - \frac{(x_0 - A)z}{L^{3/2}} \right] dz \right\}; \quad (3)$$

$$H_y = m_0 (y + h) \left\{ \int_0^c \left[\frac{1}{K^{3/2}} - \frac{1}{L^{3/2}} \right] dz - \frac{1}{c} \int_0^c \left[\frac{z}{K^{3/2}} - \frac{z}{L^{3/2}} \right] dz + \frac{1}{c} \int_{-c}^0 \left[\frac{z}{K^{3/2}} - \frac{z}{L^{3/2}} \right] dz \right\}, \quad (4)$$

где

$$K = (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2 + (z_0 - z)^2;$$

$$L = (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2 + (z_0 - z)^2.$$

3. Для единичных локальных поверхностей дефектов (поры, шлаковые включения, вмятины), которые по форме могут быть описаны полушаром, поле можно представить полем от двух точечных зарядов, сохраняя основные положения рассуждений относительно полей дефектов конечной протяженности.

Составляющие запишутся:

$$H_x = m_0 \left[\frac{x_0 + A}{W^{3/2}} - \frac{x_0 - A}{V^{3/2}} \right]; \quad (5)$$

$$H_y = m_0 \left[\frac{y_0 + h}{W^{3/2}} - \frac{y_0 + h}{V^{3/2}} \right], \quad (6)$$

где

$$W = (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2 + z_0^2;$$

$$V = (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2 + z_0^2;$$

$$H_{xm} = m_0 \frac{2A}{[A^2 + (y_0 + h)^2 + z_0^2]^{3/2}}$$

при $z_0 \neq 0$, $x_0 = 0$, $y_0 \neq 0$,

где
$$m_0 = H_0 \cdot \frac{\mu - 1}{4\pi} \cdot e^{-\left(1 + 2 \frac{\mu - 1}{\mu m - 1}\right)} \cdot \frac{0,05 ad [h^2 + A^2]}{A (0,1 a + 0,05) (0,15 d + A)} ;$$

$$h = \frac{0,3 ad}{0,15 d + A} \left(1 + \frac{0,0625}{A^2} \right), \text{ мм}; A = (a + 0,05), \text{ мм}.$$

μ_m — максимальное значение магнитной проницаемости исследуемого образца; $\mu = f(H_0)$; h — координата положения нитей по ординате; H_0 — намагничивающее поле. Линейные размеры в миллиметрах, магнитные величины в системе CGSM.

Во всех трех случаях рассматривали только две составляющие H_x и H_y , составляющую H_z , которая появляется как только имеем дело с дефектами, длина которого соизмерима с раскрытием, на данном этапе исследования не рассматриваем.

Проинтегрировав выражения (1) — (4), получим:

$$1. \quad H_{x \text{ равн}} = m_0 \left[\frac{(x_0 + A) P}{B} - \frac{(x_0 - A) Q}{D} \right]; \quad (7)$$

$$H_{y \text{ равн}} = m_0 (y_0 + h) \left[\frac{P}{B} - \frac{Q}{D} \right]; \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} \right)_{\text{равн}} = m_0 \left[\frac{(y_0 + h)^2 - (x_0 + A)^2}{B^2} \cdot P - \frac{(x_0 + A)^2}{B} \cdot M - \frac{(y_0 + h)^2 - (x_0 - A)^2}{D^2} \cdot Q + \frac{(x_0 - A)^2}{D} \cdot N \right]; \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{\text{равн}} = -m_0 (y_0 + h) \left[\frac{2(x_0 + A)}{B^2} P + \frac{x_0 + A}{B} \cdot M - \frac{2(x_0 - A)}{D^2} \cdot Q - \frac{x_0 - A}{D} \cdot N \right], \quad (10)$$

где $B = (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2$, $D = (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2$;

$$P = \frac{c - z_0}{\sqrt{s_1}} + \frac{c + z_0}{\sqrt{s_2}};$$

$$Q = \frac{c - z_0}{\sqrt{p_1}} + \frac{c + z_0}{\sqrt{p_2}};$$

$$M = \frac{c - z_0}{s_1^{3/2}} + \frac{c + z_0}{s_2^{3/2}};$$

$$N = \frac{c - z_0}{p_1^{3/2}} + \frac{c + z_0}{p_2^{3/2}}.$$

При $x_0 = 0$, $z_0 \neq 0$

$$(H_{xm})_{\text{равн}} = m_0 \left[\frac{A}{A^2 + (y_0 + h)^2} \times \left(\frac{c - z_0}{\sqrt{(c - z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2}} - \frac{c + z_0}{\sqrt{(c + z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2}} \right) \right]; \quad (11)$$

$$H_{y \text{ равн}} (x_0 = 0, z_0 \neq 0) = 0;$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_{0 \text{ равн}} = 0;$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_{m \text{ равн}} &= -2m_0(y_0 + h) \left\{ \frac{2A}{[A^2 + (y_0 + h)^2]^2} \times \right. \\ &\times \left[\frac{c - z_0}{V(c - z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2} + \frac{c + z_0}{V(c + z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2} \right] + \\ &+ \frac{A}{[A^2 + (y_0 + h)^2]} \times \left[\frac{c - z_0}{[(c - z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2]^{3/2}} + \right. \\ &\left. \left. + \frac{c + z_0}{[(c + z_0)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2]^{3/2}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

2.

$$\begin{aligned} H_{x \text{ неравн}} &= H_{x \text{ равн}} - \frac{2m_0}{c} \left[\frac{(x_0 + A) V z_0^2 + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2}{B} - \right. \\ &- \left. \frac{(x_0 - A) V z_0^2 + (x_0 - A)^2 + (z_0 + h)^2}{D} \right] + \frac{m_0(x_0 + A)}{cB} \times \\ &\times \left[\frac{n}{V s_1} + \frac{t}{V s_2} \right] - \frac{m_0(x_0 - A)}{cD} \times \left[\frac{q}{V p_1} - \frac{r}{V p_2} \right]; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} H_{y \text{ неравн}} &= H_{y \text{ равн}} + \frac{2m_0(y_0 + h)}{c} \times \\ &\times \left[-\frac{V \kappa_1}{B} + \frac{V l}{D} + \frac{n}{B V s_1} - \frac{t}{D V s_2} - \frac{q}{D V p_1} - \frac{r}{D V p_2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= z_0^2 + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ l &= z_0^2 + (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ n &= z_0(z_0 - c) + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ t &= z_0(z_0 + c) + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ q &= z_0(z_0 - c) + (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ r &= z_0(z_0 + c) + (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ s_1 &= (z_0 - c)^2 + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ s_2 &= (z_0 + c)^2 + (x_0 + A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ p_1 &= (z_0 - c)^2 + (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2; \\ p_2 &= (z_0 + c)^2 + (x_0 - A)^2 + (y_0 + h)^2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_{\text{неравн}} &= \left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_{\text{равн}} + \frac{m_0}{c} \left[-2 \frac{y^2(x_1^2 + y^2) + z_0^2(y^2 - x_1^2)}{(x_1^2 + y^2) V z_0^2 + x_1^2 + y^2} + \right. \\ &+ 2 \frac{y^2(x_2^2 + y^2) + z_0^2(y^2 - x_2^2)}{(x_2^2 + y^2) V z_0^2 + x_2^2 + y^2} + \frac{y^2(x_1^2 + y^2) + z_0(z_0 - c)(y^2 - x_1^2)}{(x_1^2 + y^2)^2 V z_0(z_0 - c) + x_1^2 + y^2} - \\ &- \frac{y^2(x_2^2 + y^2) + z_0(z_0 - c)(y^2 - x_2^2)}{(x_2^2 + y^2)^2 V z_0(z_0 - c) + x_2^2 + y^2} + \\ &+ \frac{y^2(x_1^2 + y^2) + z_0(z_0 + c)(y^2 - x_1^2)}{(x_1^2 + y^2)^2 V z_0(z_0 + c) + x_1^2 + y^2} - \\ &- \left. \frac{y^2(x_2^2 + y^2) + z_0(z_0 + c)(y^2 - x_2^2)}{(x_2^2 + y^2)^2 V z_0(z_0 + c) + x_2^2 + y^2} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned}
 x_1 &= x_0 + A, \quad x_2 = x_0 - A, \quad y = y_0 + h; \\
 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{\text{неравн}} &= \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{\text{равн}} + \frac{2m_0 y}{c} \times \left[- \frac{x_1}{(x_1^2 + y^2) \sqrt{z_0^2 + x_1^2 + y^2}} + \right. \\
 &+ \frac{2x_1 \sqrt{z_0^2 + x_1^2 + y^2}}{(x_1^2 + y^2)^2} + \frac{x_2}{(x_2^2 + y^2) \sqrt{z_0^2 + x_2^2 + y^2}} - \\
 &- \frac{2x_2 \sqrt{z_0^2 + x_2^2 + y^2}}{(x_2^2 + y^2)^2} + \frac{2x_1}{(x_1^2 + y^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + x_1^2 + y^2}} - \\
 &- \frac{2x_1 [z_0(z_0 - c) + x_1^2 + y^2]}{(x_1^2 + y^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + x_1^2 + y^2}} - \\
 &- \frac{x_1 [z_0(z_0 - c) + x_1^2 + y^2]}{(x_1^2 + y^2) [(z_0 - c)^2 + x_1^2 + y^2]^{3/2}} + \\
 &+ \frac{2x_1}{(x_1^2 + y^2) \sqrt{(z_0 + c)^2 + x_1^2 + y^2}} - \frac{x_1 [z_0(z_0 + c) + x_1^2 + y^2]}{(x_1^2 + y^2) [(z_0 + c)^2 + x_1^2 + y^2]^{3/2}} - \\
 &- \frac{2x_2}{(x_2^2 + y^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + x_2^2 + y^2}} + \frac{2x_2 [z_0(z_0 - c) + x_2^2 + y^2]}{(x_2^2 + y^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + x_2^2 + y^2}} + \\
 &+ \frac{x_2 [z_0(z_0 - c) + x_2^2 + y^2]}{(x_2^2 + y^2) [(z_0 - c)^2 + x_2^2 + y^2]^{3/2}} - \\
 &- \frac{2x_2}{(x_2^2 + y^2) \sqrt{(z_0 + c)^2 + x_2^2 + y^2}} + \frac{2x_2 [z_0(z_0 + c) + x_2^2 + y^2]}{(x_2^2 + y^2) \sqrt{(z_0 + c)^2 + x_2^2 + y^2}} + \\
 &+ \left. \frac{x_2 [z_0(z_0 + c) + x_2^2 + y^2]}{(x_2^2 + y^2) [(z_0 + c)^2 + x_2^2 + y^2]^{3/2}} \right]. \quad (16)
 \end{aligned}$$

При

$$x_0 = 0, \quad z_0 \neq 0$$

$$\begin{aligned}
 (H_{xm})_{\text{неравн}} &= (H_{xm})_{\text{равн}} - \frac{4m_0}{c} \cdot \frac{A \sqrt{z_0^2 + A^2 + y^2}}{A^2 + y^2} + \\
 &+ \frac{2m_0}{c} \cdot \frac{A [z_0(z_0 - c) + A^2 + (y_0 + h)^2]}{[A^2 + (y_0 + h)^2] \sqrt{(z_0 - c)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2}} + \\
 &+ \frac{2m_0}{c} \cdot \frac{A [z_0(z_0 + c) + A^2 + (y_0 + h)^2]}{[A^2 + (y_0 + h)^2] \sqrt{(z_0 + c)^2 + A^2 + (y_0 + h)^2}}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

$$(H_{ym})_{\text{неравн}} = 0;$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} \right)_{\text{т неравн}} = 0;$$

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{\text{т неравн}} &= \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{\text{т равн}} + \frac{4m_0 (y_0 + h)}{c} \times \\
 &\times \left[\frac{A}{(A^2 + y_0^2) \sqrt{z_0^2 + A^2 + y_0^2}} + \frac{2A \sqrt{z_0^2 + A^2 + y_0^2}}{(A^2 + y_0^2)^2} - \right. \\
 &- \frac{2A}{(A^2 + y_0^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + A^2 + y_0^2}} - \frac{2A [z_0(z_0 - c) - f + A^2 + y^2]}{(A^2 + y_0^2) \sqrt{(z_0 - c)^2 + A^2 + y_0^2}} - \\
 &- \frac{A [z_0(z_0 - c) + A^2 + y^2]}{(A^2 + y_0^2) [(z_0 - c)^2 + A^2 + y_0^2]^{3/2}} + \left. \frac{2A}{(A^2 + y_0^2) \sqrt{(z_0 + c)^2 + A^2 + y_0^2}} \right]
 \end{aligned}$$

$$\frac{2A[z_0(z_0+c)+A^2+y_0^2]}{(A^2+y_0^2)\sqrt{(z_0+c)^2+A^2+y_0^2}} - \frac{A[z_0(z_0+c)+A^2+y_0^2]}{(A^2+y_0^2)[(z_0+c)^2+A^2+y_0^2]^{3/2}} \quad (18)$$

По формулам (7)–(18) на ЭВМ были рассчитаны H_x , H_y , H_{xm} для различных значений H_0 , $2a$, d и $2c$. Значение этих величин было взято из работы [10]:

H_0 , э: 5, 50, 100; μ : 340, 760, 180; $\mu_m = 800$, $2a = 1$ мм; d : 0,5; 1,0; 2,0 мм, y : 1,0; 1,5; 2 мм.

На рис. 2–4 представлены графические зависимости максимального значения тангенциальной составляющей H_{xm} дефекта конечной

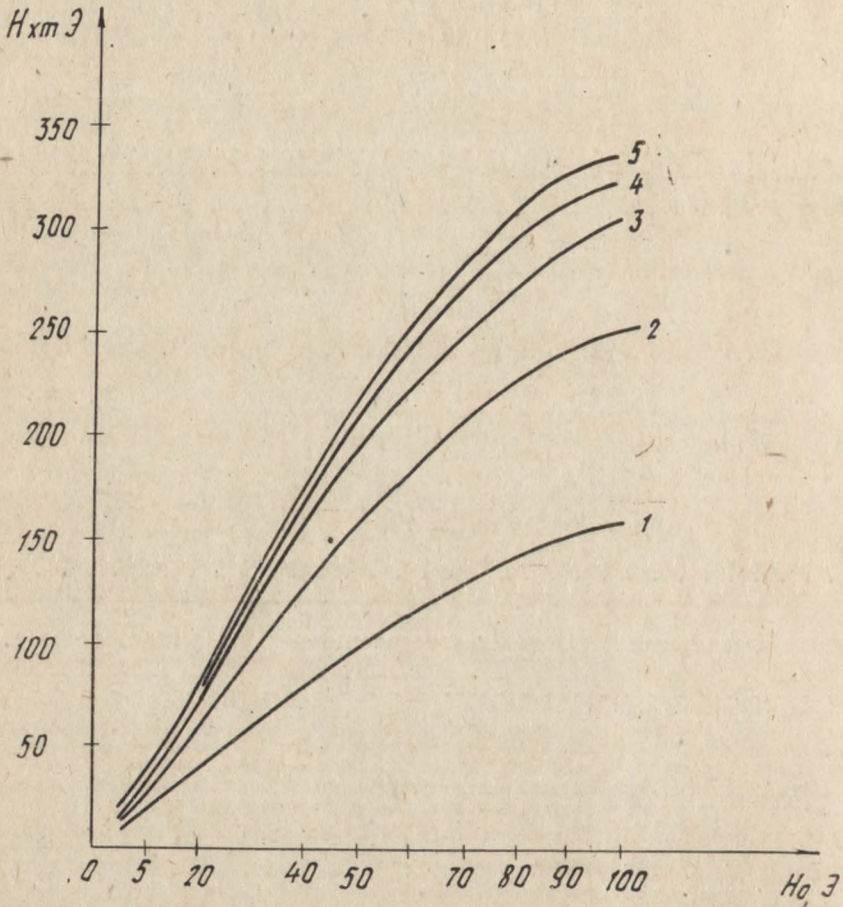


Рис. 2

протяженности и бесконечной от H_0 , $2c$ и z . Для конечных дефектов расчет проведен по формулам (1)–(11) — кривые 1–4; для бесконечных, расчет проведен по формуле работы [4]: кривая 5.

$$H_{xm\infty} = m_0 \frac{2A}{A^2 + (y_0 + h)^2} \quad (19)$$

Из графиков рис. 2 видно, что закономерность изменения H_{xm} от H_0 для дефектов различной протяженности практически одного характера. Величина H_{xm} дефектов, длина которых превышает раскрытие не более чем в 5 раз, при одном и том же H_0 отличается значительно. При дальнейшем увеличении протяженности дефекта величина H_{xm} конеч-

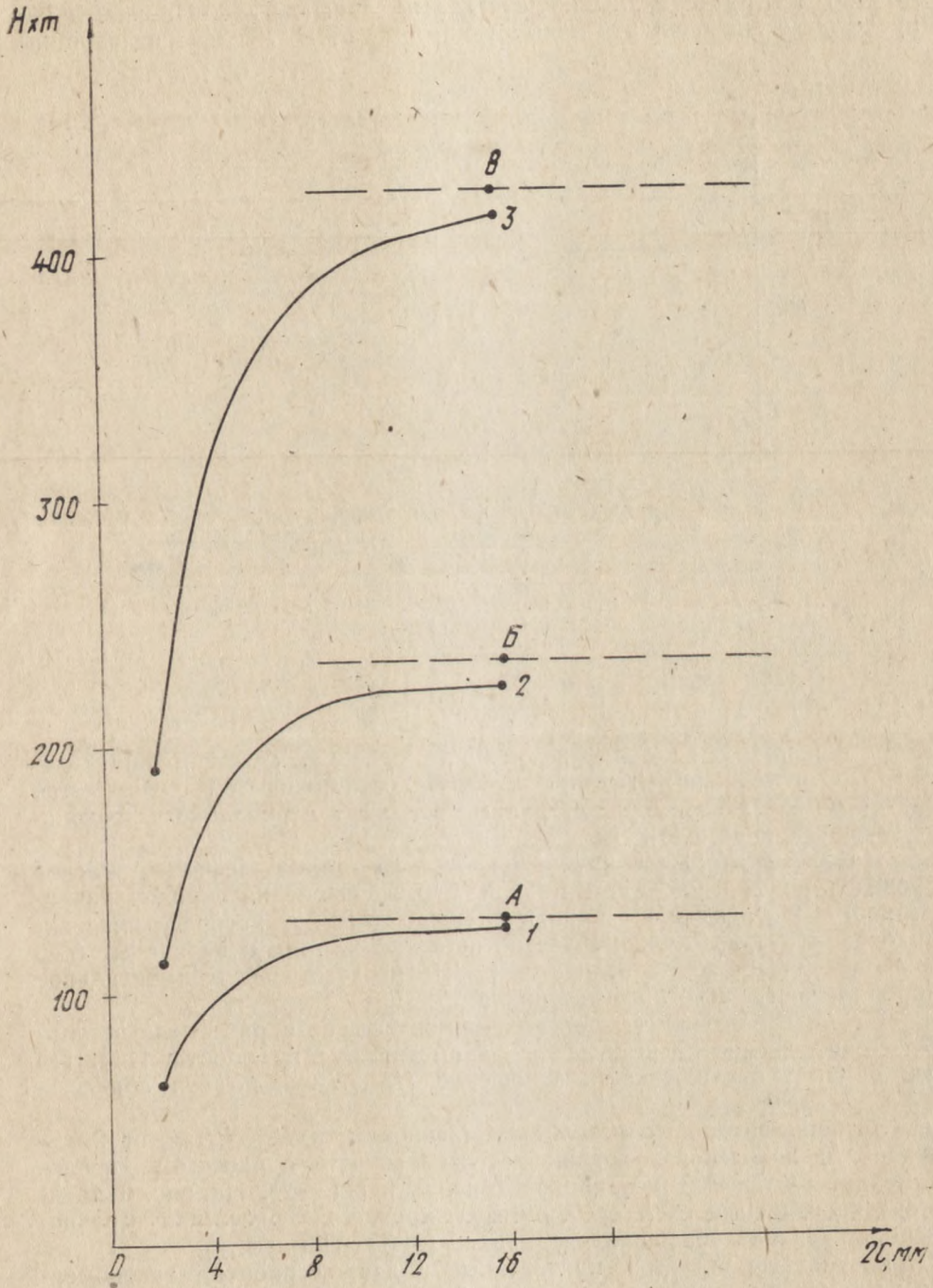


Рис. 3

ного дефекта стремится к $H_{x\infty}$ дефекта бесконечной протяженности (рис. 2, кривая 5).

Увеличение длины дефекта приводит к росту H_{xt} (рис. 3). При длине дефекта, превышающей ширину раскрытия в 8 и более раз, H_{xt} стремится к предельному значению, а именно: к $H_{x\infty}$. На рис. 3 эти предельные значения отмечены буквами А, Б, В. Увеличение глубины

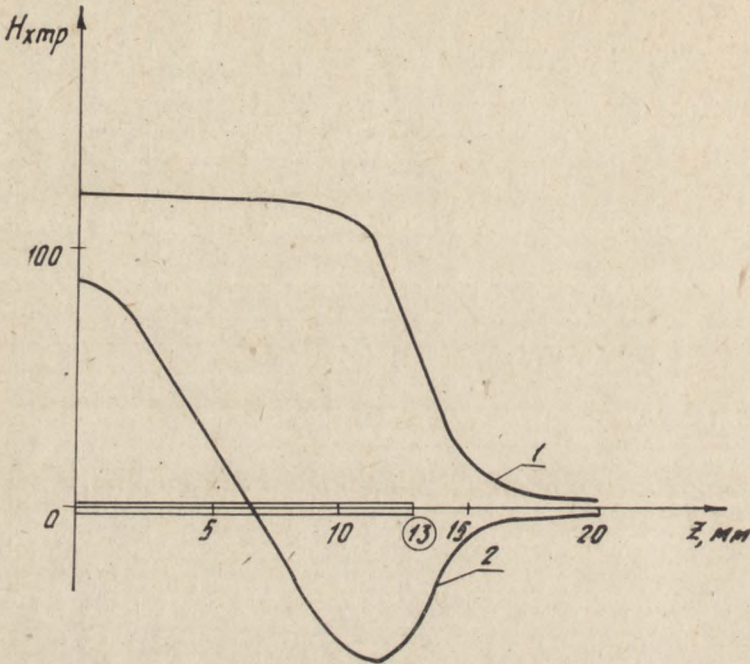


Рис. 4

дефекта изменяет закономерность роста поля как функции длины дефекта. С изменением глубины в 4 раза величина H_{xt} изменяется в 2—4 раза в зависимости от длины дефекта, а стремление к предельному значению замедляется.

На рис. 4 отражено изменение H_{xt} по длине дефекта. Расчет проведен по формуле (11). Кривая 1 (распределение зарядов равномерное) — H_{xmp} и (17) — кривая 2 (неравномерное распределение зарядов) — H_{xmr} . Закономерности изменения поля и величины H_{xmp} и H_{xmr} существенно отличаются. Необходимо экспериментальное апробирование расчетного материала.

На рис. 5 и 6 приведены экспериментальные и расчетные результаты. Экспериментальные данные заимствованы из работы [10]. По оси ординат откладывается отношение $H_{xmk}/H_{x\infty}$, по оси абсцисс — $2c$ и z соответственно.

Экспериментальные результаты (зависимость $H_{xmk}/H_{x\infty}$ от $2c$ — кривая 3) находятся в хорошей согласованности с расчетом — неравномерное распределение зарядов (рис. 5, кривая 2). На рис. 6 представлена зависимость $H_{xmk}/H_{x\infty}$ от z , кривая 2 — расчетная (равномерное распределение зарядов), кривая 1 — эксперимент.

Результаты расчетов, приведенные в данной работе — закономерности изменения поля дефекта от H_0 , $2c$, d — находятся в качественном соответствии с экспериментом и расчетами работы [10]. Проводить оценку количественного соответствия в достаточной мере не представляется возможным, так как в расчетах работы [10] величины магнитных масс не определены, а значения $H_{x\infty}$ получены с помощью экстраполяции.

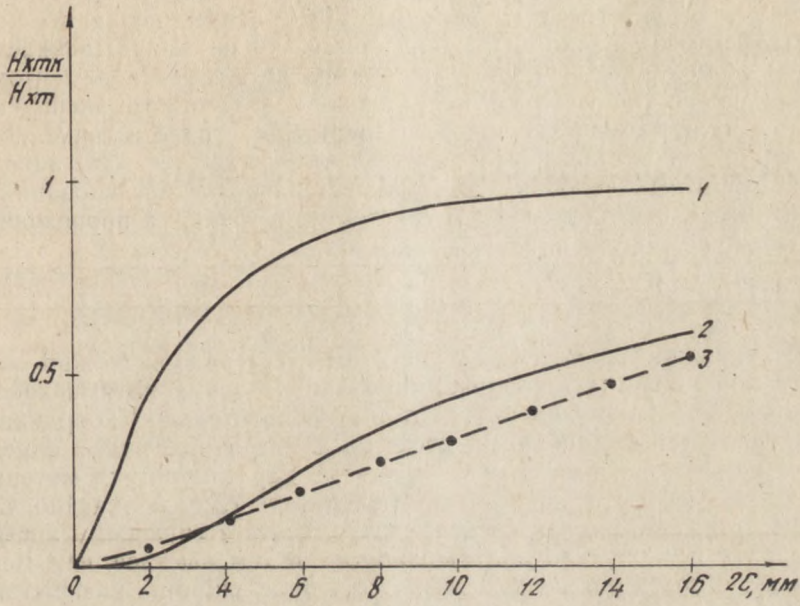


Рис. 5

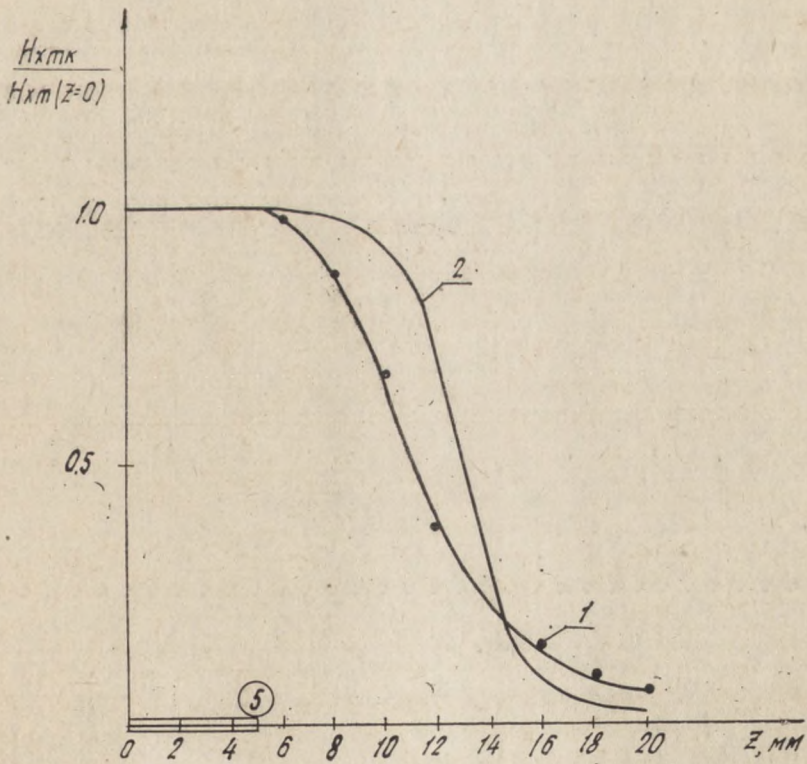


Рис. 6

В предлагаемых расчетах магнитная масса дефекта определена через магнитные характеристики материала и параметры для дефекта конечной и бесконечной протяженности. Это позволяет проводить не только качественное исследование картины распределения полей рассеяния дефектов конечной протяженности, но и количественное. Для проверки количественного соответствия расчета с экспериментом необходимо провести опытные исследования. Сложность эксперимента состоит в изготовлении датчиков, измеряющих поле в точке. Датчик размеры которого таковы, что перекрывают концы дефекта, находится в неблагоприятных условиях для количественных исследований, так как фактически поле дефекта измеряется не в точке, а происходит алгебраическое суммирование по базе датчика.

Выводы

На основании приведенных расчетных материалов можно заключить, что поле дефекта, аппроксимированное двумя нитями конечной протяженности, расположение которых относительно координатных осей определяется параметрами дефекта, а магнитные массы определены через параметры дефекта и магнитные характеристики материала, окружающего дефект, зависит от протяженности (2 с) нелинейно. С увеличением 2 с поле стремится к пределу, соответствующему значению поля дефекта бесконечной протяженности, и тем быстрее, чем меньше глубина дефекта (при неизменном значении ширины раскрытия дефекта).

Вдоль дефекта величина поля существенно изменяется (убывает) только почти у самых концов дефекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зацепин Н. Н., Щербинин В. Е. — Дефектоскопия, 1966, № 5, с. 50—65.
2. Новикова И. А. Научные отчеты СФТИ лаборатории дефектоскопии. — Томск, 1971, 1972, 1973, 1975.
3. Маринчук М. Е., Саворовский Н. С. — Дефектоскопия, 1969, № 6, с. 63.
4. Новикова И. А., Мирошин Н. В. — Дефектоскопия, 1973, № 4, с. 95.
5. Семенов О. С. Исследование магнитного метода дефектометрии и разработка автоматических индукционных дефектоскопов холоднокатаных стальных полос. — Дис. на соиск. учен. степени канд. тех. наук. — М., 1973. — 143 с.
6. Бурцев Г. А., Федорищева Э. З. — Дефектоскопия, 1974, № 2, с. 111.
7. Щербинин В. Е., Пашагин А. И. — Дефектоскопия, 1974, № 3, с. 17; № 4, с. 106.
8. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник/Под ред. В. В. Клюева. М.: Машиностроение, 1976, т. 2, с. 30.
9. Субботин З. С., Штуркин Д. А., Янус Р. И. — ФММ, 1962, № 13, с. 529.
10. Щербинин В. Е., Пашагин А. И. — Дефектоскопия, 1972, № 4, с. 74.
11. Новикова И. А. Расчет магнитостатических полей рассеяния дефектов ограниченной протяженности. Наст. сборник.
12. Гордон А. М. — Дефектоскопия, 1976, № 3, с. 109.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ПЛОСКОГО И КРУГЛОГО ВОЛНОВОДОВ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНУЮ СРЕДУ С ПОТЕРЯМИ

Г. Н. ПАРВАТОВ, А. А. ПОПОВ

Вопрос об излучении волноводов в неоднородные среды приобрел в последнее время кроме общезначимого интереса и практическое значение. Это связано, с одной стороны, с возможностью объяснения влияния электродинамических параметров импедансных сред на распределение электромагнитного поля в волноводе и на дифракцию на его открытом конце, а с другой стороны, с возможным применением результатов в области исследования и измерения свойств материалов неразрушающими электромагнитными методами. Наиболее интересные исследования в этом направлении выполнены в работах [1—4]. В частности, в работах [1—3] методами Винера—Хопфа—Фока и разрывного интеграла Вебера—Шайтхейтлина рассмотрены задачи об излучении из плоского волновода без фланцев и с ними в диэлектрическую среду без потерь. В работе [4] поставлена более общая задача об излучении из плоского волновода с фланцем в среду с потерями, отделенную от раскрытия волновода зазором. Однако в используемом автором методе сшивания одно из сшиваемых полей представлено в пространстве интегрального преобразования Фурье (т. е. во всей сшиваемой плоскости $z=0$, $-\infty < x < \infty$), а другое — только в раскрытии волновода (т. е. в области $z=0$, $|x| < \infty$). Этим самым не учитывается магнитное поле на фланце волновода, что совершенно не допустимо в подобных задачах.

В настоящей работе методом матриц рассеяния решена дифракционная задача для плоского и круглого волноводов, у открытого конца которых вплотную расположено диэлектрическое полупространство с потерями (рис. 1).

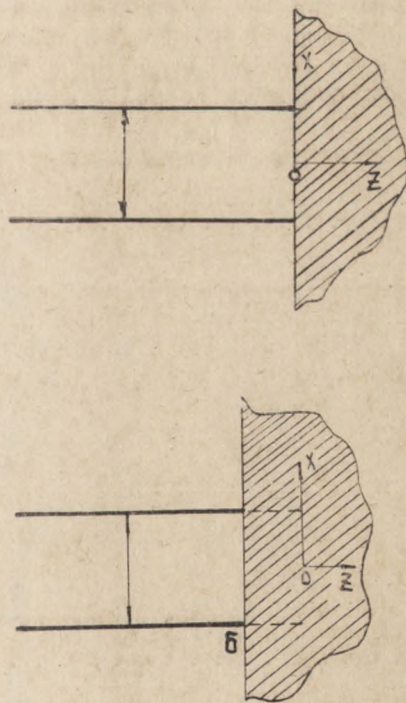


Рис. 1. Геометрия задачи

Явления излучения и взаимодействия волны с концом волновода и диэлектрической средой происходят в одной плоскости $z = 0$. Это затрудняет их одновременное рассмотрение. Поэтому нами предлагается методика последовательного учета явлений на границе раздела $z = 0$ путем внесения конца волновода в среду на бесконечно малую величину δ с последующим предельным переходом при $\delta \rightarrow 0$ в конечных результатах. Для определенности решение проведем для волн основного типа в предположении, что частью электромагнитной энергии, отраженной от границы $z = -\delta$, $|x| > b$ и попадающей обратно в волновод, можно пренебречь. В большинстве практически важных случаях это допущение оправдано в виду того, что излучение назад пренебрежимо мало даже в случае свободного пространства [6].

Плоский волновод

Перейдем к рассмотрению явлений на конце волновода, локально помещенном в импеданскую среду для волн основного типа.

Собственные волны, распространяющиеся в волноводе в положительном направлении оси z , в плоскости $z = -\delta$ взаимодействуют с диэлектрическим заполнением: частично отражаются от него и частично проходят в него. Прошедшие в область $-\delta < z < 0$ волны испытывают многократные отражения и трансформацию в высшие типы волн. При каждом отражении от конца волновода часть из них попадает обратно в незаполненную часть волновода, часть излучается в диэлектрик. Однако вследствие бесконечной толщины диэлектрика излученная волна не попадает обратно и ее можно не учитывать. Тогда явления дифракции на конце волновода и трансформация волн достаточно просто описываются с помощью обобщенных матриц рассеяния [5]. В частности, поле падающей волны, представленное спектром собственных волн, в матричном виде характеризуется вектором

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_N \end{pmatrix},$$

где N — порядок матрицы, определяемый полным числом распространяющихся и затухающих волн.

Очевидно, что взаимодействие вектора Φ с диэлектрическим заполнением можно описать диагональными матрицами отражения и прохождения в виде

$$R = \begin{pmatrix} R_1, & 0, \dots & 0 \\ 0, & R_2, \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots \\ 0, & 0, \dots & R_N \end{pmatrix}; \quad T = \begin{pmatrix} T_1, & 0, \dots & 0 \\ 0, & T_2, \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots \\ 0, & 0, \dots & T_N \end{pmatrix},$$

где диагональные элементы соответственно коэффициенты отражения и прохождения собственных волн.

Тогда поля отраженной и падающей волн представятся в виде соответствующих произведений $R; \Phi; T \cdot \Phi$.

Взаимодействие прошедшей в диэлектрик волны с концом волновода описывается дифракционной матрицей

$$S = \begin{pmatrix} S_{11}, & S_{12}, & \dots & S_{1N} \\ S_{21}, & S_{22}, & \dots & S_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1}, & S_{N2}, & \dots & S_{NN} \end{pmatrix}.$$

Поле волны, отраженной от конца волновода, тогда запишется как $S \cdot T \cdot \Phi$. Эта волна частично проходит в незаполненную часть волновода, частично отражается от плоскости $z = 0$. Вводя матрицы коэффициентов отражения R' и прохождения T' для каждой собственной волны, отраженной от конца волновода, поля прошедшей в волновод и отраженной от границы раздела волн соответственно запишутся в виде произведений $T' \cdot S \cdot T \cdot \Phi$ и $R' \cdot S \cdot T \cdot \Phi$, где

$$T' = \begin{bmatrix} T'_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & T'_{22} & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & T'_{NN} \end{bmatrix}; R' = \begin{bmatrix} R'_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & R'_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & R'_{NN} \end{bmatrix}.$$

Учитывая многократные отражения в области $-\delta < z < 0$, нетрудно получить поле волны, прошедшей в волновод при $j=m$ отражении от его конца в виде

$$\Phi^j = T' \cdot S \cdot T \cdot \Phi \cdot (S \cdot R)^{j-1}.$$

Следовательно, полное отраженное поле волны для незаполненной части волновода можно записать

$$\Phi^r = (R + T' \cdot \sum_{j=1}^{\infty} (S \cdot R')^{j-1} \cdot S \cdot T \cdot \Phi).$$

Нетрудно показать, что бесконечная сумма $\sum_{j=1}^{\infty} (S \cdot R')^{j-1}$ есть сходящийся ряд Неймана

$$\sum_{j=1}^{\infty} (S \cdot R')^{j-1} = (J - S \cdot R')^{-1},$$

где J — единичная матрица. Тогда соотношение для Φ^r переписывается в виде

$$\Phi^r = [R + T' \cdot (J - S \cdot R')^{-1} \cdot S \cdot T \cdot \Phi].$$

Обозначим

$$W = R + T' \cdot (J - S \cdot R')^{-1} \cdot S \cdot T. \quad (1)$$

Очевидно, вектор Φ^r можно расписать через Φ в виде

$$\Phi_1^r = W_{11} \cdot \Phi_1 + W_{12} \cdot \Phi_2 + \dots + W_{1N} \cdot \Phi_N;$$

$$\Phi_2^r = W_{21} \cdot \Phi_1 + W_{22} \cdot \Phi_2 + \dots + W_{2N} \cdot \Phi_N;$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\Phi_N^r = W_{N1} \cdot \Phi_1 + W_{N2} \cdot \Phi_2 + \dots + W_{NN} \cdot \Phi_N.$$

Пусть в волноводе осуществлен одноволновый режим, то есть $\Phi = \Phi_1 \neq 0$; $\Phi_2 = \dots = \Phi_N = 0$. Тогда полное отраженное поле в волноводе для волны основного типа запишется как

$$\Phi^r = W_{11} \cdot \Phi. \quad (2)$$

Таким образом, для нахождения коэффициента отражения волны основного типа необходимо определить элементы матриц R , R' , T , T' , S , а затем по формуле (1) определить W_{11} .

Элементы матриц R , R' , T , T' определяются из граничных условий для тангенциальных составляющих поля в плоскости $z = -\delta$ при прямом и обратном распространении волны в волноводе как

$$R_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma'_1}{\gamma_1 + \gamma'_1} e^{-2\gamma_1 \delta}; \quad T_1 = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma'_1} e^{(\gamma'_1 - \gamma_1)\delta};$$

$$R'_l = \frac{\gamma'_l - \gamma_l}{\gamma_l + \gamma'_l} e^{2\gamma'_l \gamma}; T'_l = \frac{2\gamma'_l}{\gamma_l + \gamma'_l} (\gamma'_l - \gamma_l)^2. \quad (3)$$

Следует заметить, что при одноволновом режиме матрицы имеют по одному элементу, характеризующему коэффициенты отражения и прохождения волны основного типа.

Элементы матрицы S находятся из решения задачи о дифракции электромагнитной волны на конце волновода, локально находящегося в диэлектрике. Нетрудно убедиться, что в этом случае условия на ребре полностью совпадают с соответствующими условиями работы [5] при $\varepsilon = 1$, а порядок сингулярности оказывается равным $1/2$, как и в случае волновода, полностью находящегося в однородной среде. Заметим, что условия на ребре и сингулярность формально не отличаются от аналогичных условий для волновода, излучающего в свободное пространство. Следовательно, можно воспользоваться готовым решением работы [6], осуществив в нем аналитическое продолжение на область комплексных значений аргумента κ . Тогда для волны H_{0n} (n — нечетное) коэффициент отражения от конца волновода, расположенного в диэлектрике, можно записать

$$S_{l,n} = -i \frac{\left(n - \frac{1}{2}\right)^2 e^{V_l + V_n}}{2\pi (\gamma'_l + \gamma'_n) \cdot \gamma'_n V (q' + q'_l) (q' + q'_n)},$$

где

$$V_l = \frac{1}{2i\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln(1 + e^{\frac{2i\pi q' - t^2}{2}}) \frac{dt}{t - S_l e^{i\pi/4}}$$

функция Вайнштейна от комплексного аргумента;

$$S_l = \gamma'_l \sqrt{\frac{2\pi}{q}}, \quad q' = \frac{\kappa b \sqrt{\varepsilon^*}}{2\pi};$$

$$\gamma'_l = \sqrt{(q')^2 - \left(l - \frac{1}{2}\right)^2}, \quad q^* = \frac{\kappa b}{2\pi}; \quad i = \sqrt{-1};$$

$$\gamma_l = \sqrt{q^2 - \left(l - \frac{1}{2}\right)^2}, \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad l = 1, 2, \dots, N.$$

Таким образом, осуществляя предельный переход в (3), получим решение поставленной задачи для плоского волновода в виде (2), в котором коэффициенты R, R'_l, T_l, T'_l без экспоненциального множителя. При $\varepsilon^* = 1$ из (2) следует известный результат для случая излучения в свободное пространство [6].

Круглый волновод

Алгоритм вычисления коэффициента отражения для круглого волновода в диэлектрическое полупространство с помощью методики частичного внесения волновода в диэлектрик принципиально ничем не отличается от описанного в разделе I. Поэтому здесь мы приведем только конечные результаты.

1. **Симметричные волны.** В качестве примера приведем результаты для волн типа E_{mp}

$$R_l = \frac{\gamma_l \varepsilon^* - \gamma'_l}{\gamma_l \varepsilon^* + \gamma'_l}; \quad T_l = \frac{2\gamma_l \varepsilon^*}{\gamma_l \varepsilon^* + \gamma'_l};$$

$$R_l' = \frac{\gamma_l' - \gamma_l \varepsilon^*}{\gamma_l' + \gamma_l \varepsilon^*}; \quad T_l' = \frac{2\gamma_l \varepsilon^*}{\gamma_l' + \gamma_l \varepsilon^*}; \quad (4)$$

$$S_{l,n} = -i \frac{V(\kappa' + \gamma_l')(\kappa' + \gamma_n')}{2(\gamma_l' + \gamma_n')} e^{U_l + U_n};$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon + i\sigma_1, \quad \sigma_1 = \sigma/\omega\varepsilon_0.$$

Здесь

$$U_l = \frac{1}{2i\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln(1 - e^{2i\pi q - \frac{t^2}{2}}) \frac{dt}{t - S_l e^{i\pi/4}};$$

$$S_l = \gamma_l' \sqrt{\frac{2}{\kappa'}}; \quad \gamma_l' = V(\kappa')^2 - \gamma_l^2;$$

$$\kappa' = \kappa \sqrt{\varepsilon}; \quad \gamma_l = V\kappa^2 - \gamma_l^2;$$

$$\kappa' = \kappa \cdot a; \quad q = \frac{1}{\pi} \operatorname{arq} H_0^{(1)}(\kappa) + \frac{1}{2},$$

ν — корень уравнения $J(\nu) = 0$; $n, l = 1, 2, \dots$

2. Несимметричные волны. Несимметричные волны в круглом волноводе необходимо рассматривать в совокупности для данного индекса m , так как волны типа H_{ml} могут трансформироваться в E_{mn} -волны. Применение вышеописанной методики для этого случая позволяет получить решение, по форме совпадающее с (2). Однако матрицы коэффициентов отражения и прохождения здесь имеют вид

$$R = \begin{vmatrix} R_H, & 0 \\ 0, & R_E \end{vmatrix}; \quad R' = \begin{vmatrix} R'_H, & 0 \\ 0, & R'_E \end{vmatrix}; \quad S = \begin{vmatrix} S_H, & P_H \\ P_E, & S_E \end{vmatrix};$$

$$T = \begin{vmatrix} T_H, & 0 \\ 0, & T_E \end{vmatrix}; \quad T' = \begin{vmatrix} T'_H, & 0 \\ 0, & T'_E \end{vmatrix},$$

где элементы матриц со значками «H» и «E» есть матрицы отражения, прохождения и трансформации соответственно для волн H и E типов; P_H, P_E — матрицы трансформации волн H-типа в волны типа E и наоборот.

Численные расчеты и обсуждение результатов

По полученным соотношениям для плоского и круглого волноводов при $\rho = 0,66$ и $\kappa = 3$ на ЭВМ М = 220 нами проведено исследование модуля и фазы коэффициента отражения в зависимости от диэлектрической проницаемости и потерь среды, в которую происходит излучение.

Предварительно было проведено исследование сходимости решения в зависимости от числа нераспространяющихся типов волн и выбран оптимальный ранг матриц для численных расчетов. Результаты приведены для плоского волновода в таблице (совершенно аналогичная зависимость сходимости решения от N имеет место и для круглого волновода). Из таблицы видно, что фаза коэффициента отражения практически не зависит от ранга матриц, а его модуль сходится к своему значению уже при $N > 2$. При этом зависимость от N имеет скачкообразный характер в момент возникновения волн высших типов с быстрым спаданием до значения одноволнового режима (пунктир на рис. 2). Это позволило для расчетов с погрешностью не более 0,1% ранг матриц выбрать равным числу распространяющихся волн.

Зависимость модуля и фазы коэффициента отражения от ранга матриц

ε, θ_1, N	1	3	5	7
$\varepsilon=2$	$\varphi^0 = 2$	2	2	2
$\delta_1=10^{-3}$	$ W =0,275$	0,276	0,276	0,276
$\varepsilon=6$	$\varphi^0 = 0,01$	0,01	0,01	0,01
$\delta_1=10^{-3}$	$ W =0,561$	0,571	0,570	0,570
$\varepsilon=14$	$\varphi^0 = 0,00$	0,00	0,00	0,00
$\delta_1=10^{-3}$	$ W =0,711$	0,711	0,718	0,718

В случае плоского волновода расчеты проведены для волн TE_{0n} (n — нечетное), а в случае круглого — для симметричных волн типа TM_{0n} (где $n = 1, 2 \dots$). При этом трансформацию волн следует учитывать, когда в частично заполненной части волновода выполняются

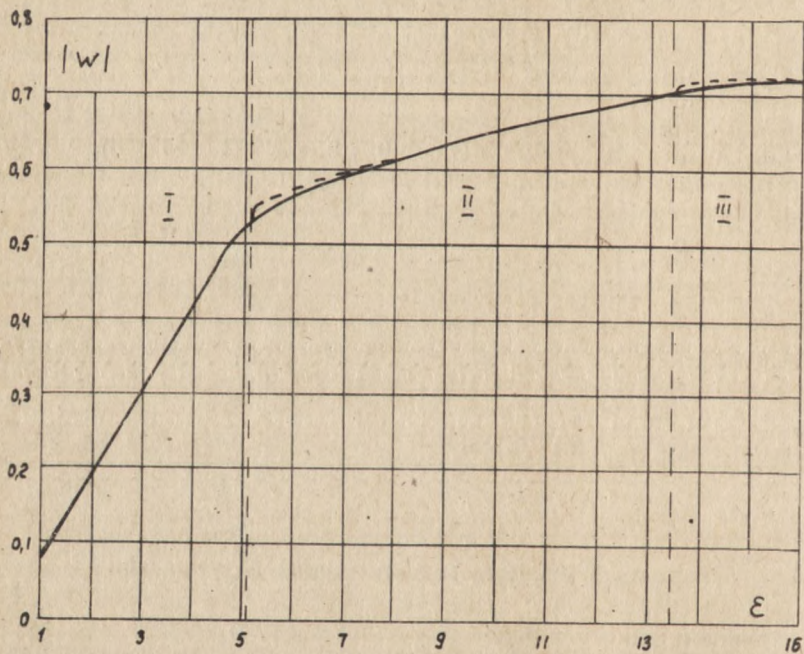


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от диэлектрической проницаемости с учетом многоволновости для плоского волновода: I, II, III — области одно-, двух- и трехволновых режимов

условия возбуждения волн высших типов, то есть при $\frac{\kappa b}{2\pi} \sqrt{\varepsilon} \geq \left(n - \frac{1}{2}\right)^2$

— для плоского волновода и при $\kappa \cdot a \sqrt{\varepsilon} \geq v_n$ для круглого волновода (рис. 2). В частности, в интервале значений $1 < \varepsilon < 5,04$ для плоского волновода при вычислении коэффициента отражения необходимо пользоваться в (2) матрицами первого ранга

$$W = R_1 + \frac{T_1 T_1' S_{11}}{1 - R_1' S_{11}} \quad (5)$$

В то же время в интервале значений $5,04 < \varepsilon < 13,5$ в области $-\delta < z < 0$ кроме основного возбуждается второй тип волн и вычис-

ления необходимо проводить с учетом матриц второго ранга по формуле

$$W = R_1 + T_1 \frac{(1 - R'_2 S_{22})(T'_1 S_{11} + T'_2 S_{22}) + R'_1 S_{12}(T'_1 S_{12} + T'_2 S_{22})}{(1 - R'_1 S_{11})(1 - R'_2 S_{22}) - R'_1 S_{12} R'_2 S_{21}} \quad (6)$$

и соответственно для $13,5 < \epsilon$ необходимо учитывать возбуждение волны третьего типа, т. е. вычисления проводить с учетом матриц третьего ранга по формуле

$$W = R_1 + T_1 \frac{a_{11}b_1 + a_{21}b_2 + a_{31}b_3}{\Delta}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= (1 - R'_2 S_{22})(1 - R'_3 S_{33}) + R'_3 S_{12} R'_2 S_{23}; \quad a_{21} = R'_1 S_{12}(1 - R'_3 S_{33}) + \\ &\quad + R'_3 S_{32} R'_1 S_{13}; \\ a_{31} &= R'_1 S_{12} R'_2 S_{23} + R'_1 S_{13}(1 - R'_2 S_{22}); \quad b_1 = T'_1 S_{11} + T'_2 S_{21} + T'_3 S_{31}; \\ b_2 &= T'_1 S_{12} + T'_2 S_{22} + T'_3 S_{32}; \quad b_3 = T'_1 S_{13} + T'_2 S_{23} + T'_3 S_{33}; \\ \Delta &= (1 - R'_1 S_{11})(1 - R'_2 S_{22})(1 - R'_3 S_{33}) - (1 - R'_1 S_{11}) \cdot R'_2 S_{23} R'_3 S_{32} - \\ &\quad - R'_1 S_{12} R'_2 S_{21}(1 - R'_3 S_{33}) + R'_1 S_{12} R'_{23} S_{23} R'_3 S_{31} - R'_1 S_{13} R'_2 S_{21} R'_3 S_{32} - \\ &\quad - R'_1 S_{13} R'_3 S_{31}(1 - R'_2 S_{22}). \end{aligned}$$

На рис. 2 показаны зависимости модуля коэффициента отражения, полученные по формулам (5), (6), (7). Вклад высших типов волн в коэффициент отражения с ростом потерь в диэлектрике, как показывают расчеты, не возрастает, поэтому на рис. 2 приведена зависимость только для одного значения $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-3}$. Из графиков видно, что вклад высших типов волн (пунктир на рис. 2) в коэффициент отражения не превышает 0,5÷1%. Следовательно, для практических расчетов его можно не учитывать, а вычисления проводить по формуле (5). Поэтому на графиках рис. 3, 4 для наглядности приведены характеристики для одноволнового режима.

На рис. 3 представлены зависимости фазы и модуля коэффициента отражения от диэлектрической проницаемости и безразмерной проводимости диэлектрического пространства. Можно видеть, что кривая фазы имеет наибольший размах и крутизну при наименьших потерях $\sigma_1 = 10^{-3}$. Причем, наибольшая крутизна характеристики сохраняется до значения $\epsilon = 1,4$, после которого характеристика монотонно стремится к постоянному значению, близкому к нулю. Это объясняется быстрым ростом первого слагаемого в (5) и резким убыванием дифракционного члена с ростом ϵ для любых потерь.

С увеличением потерь в диэлектрике размах фазовой характеристики постепенно сокращается, а крутизна возрастает еще больше, что приводит к тому, что при $\epsilon = 1,5$ и $\sigma_1 = 10^{-1}$ характеристика переходит через нуль. А при дальнейшем росте потерь кривая полностью переходит в отрицательную область, размах и крутизна ее сначала возрастают (достигая максимальных значений при $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-1}$), а затем уменьшаются (начиная с σ_1 , соизмеримых с ϵ) до тех пор, пока характеристика не пойдет почти параллельно оси ϵ . Такое поведение характеристики объясняется компенсацией реактивной составляющей в дифракционном множителе S_{11} реактивной составляющей первого слагаемого R_1 в формуле (5). В соответствии с этим характеристика модуля коэффициента отражения для плоского волновода монотонно возрастает в зависимости от ϵ и имеет экстремальный характер в зависимости от потерь. При этом минимальное значение ее равно 0,0072 при $\sigma_1 = 0,15$. Такое же минимальное значение модуля коэффициента отражения можно получить подбором ϵ , если выбрать режим в волново-

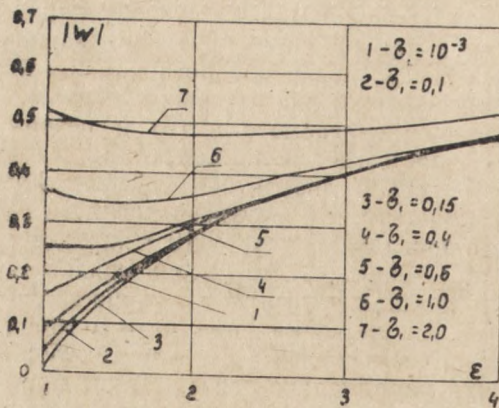
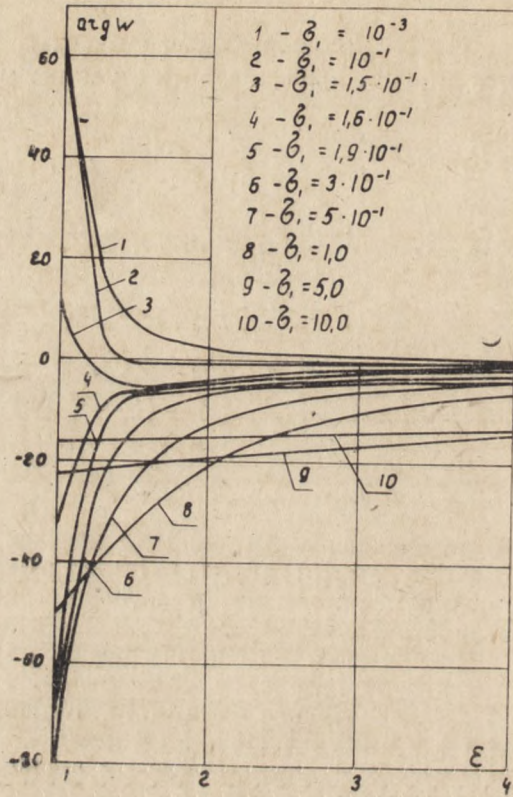


Рис. 3. Характеристики фазы и модуля коэффициента отражения для плоского волновода

де, при котором дифракционный член S_{11} в (5) будет достаточно велик. Это хорошо можно проследить на характеристиках для круглого волновода.

В случае круглого волновода расчеты проведены для волны E_{0m} по формуле (5) с учетом (4). Для чего предварительно было осуществлено аналитическое продолжение интегрального представления функции $H_0^{(1)}$ на комплексную плоскость κ с последующим асимптотическим разложением по параметру κ' в виде

$$H_0^{(1)}(\kappa) = \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa'}} e^{i(\kappa' - \frac{\pi}{4})} \left[\left(1 - \frac{0,07}{(\kappa')^2} + \frac{0,1122}{(\kappa')^4} \right) - i \left(\frac{0,125}{\kappa'} - \frac{0,073}{(\kappa')^2} + \frac{0,22}{(\kappa')^5} \right) \right].$$

В случае одноволнового режима выбиралось $\kappa \cdot a = 3$. Так как $|\kappa'| \geq 3$, то последующими членами в разложении можно пренебречь. В этом случае фазовые характеристики имеют два характерных пика. Причем

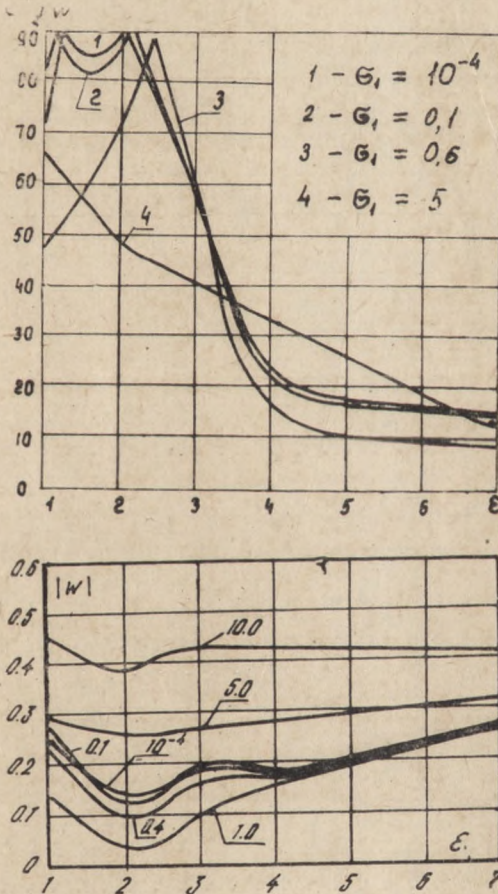


Рис. 4. Характеристики фазы и модуля коэффициента отражения для круглого волновода

с увеличением потерь в диэлектрике максимумы исчезают и характеристики принимают (начиная с $\sigma_1 = 3$) монотонно убывающий характер с увеличением ε , как и в случае плоского волновода. Пики характеристик обозначают, что при соответствующих им значениях ε фаза поля в волноводе изменяется на 180° .

Характеристики для модуля коэффициента отражения имеют экстремальный характер и по ϵ , и по σ_1 . Такое поведение характеристик обусловлено попеременным преобладанием или первого, или второго слагаемых в (5) с изменением ϵ и σ_1 материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kostelnicek R. J., Mittra R. — Radio Sci., 1971, 6, № 11, p. 741—746.
 2. Montgomery J. P. Radio Sci., 1973, 8, № 10, p. 855—859.
 3. Hongo K. — Radio Sci., 1972, 7, № 10, p. 955—957.
 4. Рикенглаз Л. Э. — ЖТФ, 1975, № 15, вып. 9, с. 1—5.
 5. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974. — 323 с.
 6. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М.: Сов. радио, 1966. — 431 с.
-

ТОПОГРАФИЯ НОРМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ РАСSEЯННОГО ПОЛЯ НАД СТЫКОМ ДВУХ ИМПЕДАНСНЫХ СРЕД

А. А. ПОПОВ

С целью исследования возможности изучения ресурсов и покровов земли по рассеянному полю рассмотрен частный случай нормального падения плоской волны в известной задаче о дифракции на импедансной ступеньке. В частности, исследуется топография и диаграмма направленности нормальной составляющей рассеянного поля в зависимости от электрофизических параметров контактирующих сред.

Для определенности рассмотрим нормальное падение ТМ волны с единичной амплитудой на плоскую поверхность, образованную двумя

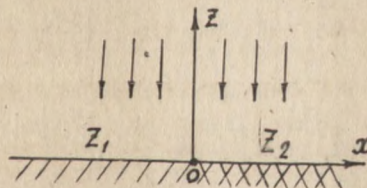


Рис. 1

импедансными полуплоскостями, как на рис. 1 и положим $H_y = \psi(x, z)$. Тогда математическая задача сведется к нахождению в верхнем полупространстве $z > 0$ функции $\psi(x, z)$, удовлетворяющей волновому уравнению

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d}{dz^2} + \kappa^2 \right) \psi(x, z) = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям на поверхности $z = 0$

$$\frac{d\psi}{dz} = i\kappa Z_1 \psi \quad \text{при } x < 0;$$

$$\frac{d\psi}{dz} = i\kappa Z_2 \psi \quad \text{при } x > 0,$$

где κ — волновое число; i — мнимая единица; Z_1, Z_2 — импедансы полуплоскостей $x < 0$ и $x > 0$ соответственно.

Решение задачи проведем методом факторизации, но Фурье преобразование в (1) выполним не по x , как в [1], а по координате z . В результате получим соотношение для рассеянного поля в виде

$$\psi(x, z) = \pm \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\Psi'_+(0, \alpha) + \frac{\alpha + \kappa Z_{1,2}}{\alpha - \kappa Z_{1,2}} \Psi'_+(0, \alpha) \right] \frac{e^{\pm \gamma x} e^{-\lambda z}}{\gamma} d\alpha$$

$$+ \frac{1 - Z_{1,2}}{1 + Z_{1,2}} e^{i\kappa z}; \quad \begin{matrix} x < 0; \\ x > 0, \end{matrix} \quad (2)$$

Здесь $\Psi'_+(0, \alpha)$ — функция аналитическая в верхней полуплоскости плоскости комплексного α ; $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2}$.

В дальней зоне ($\kappa r \gg 1$) интегрирование нетрудно провести методом перевала. При этом следует заметить, что при комплексных значениях $Z_1 = |Z_{1P}| - i|Z_{1M}|$ и $Z_2 = |Z_{2P}| - i|Z_{2M}|$ при деформации пути интегрирования в перевальный происходит пересечение полюсов $\alpha = \kappa Z_1$ и $\alpha = \kappa Z_2$, вычеты в которых характеризуют поверхностные волны. В этом случае неизвестная функция $\Psi'_+(0, \alpha)$ определяется из системы двух интегральных уравнений фредгольмовского типа.

Для выявления особенностей распределения нормальной составляющей рассеянного поля достаточно рассмотреть действительные значения импедансов Z_1 и Z_2 . Опуская промежуточные вычисления, запишем нормальную составляющую поля в виде

$$E_z = \begin{cases} iZ_0 \frac{F_1(-\kappa \cos v) \sin v}{\sqrt{\kappa \rho}} e^{i(\kappa \rho - \pi/4)}, & x < 0; \\ iZ_0 \frac{F_2(-\kappa \cos v) \sin v}{\sqrt{\kappa \rho}} e^{i(\kappa \rho - \pi/4)}, & x > 0, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$F_{1,2}(-\kappa \cos v) = \Psi'_+(0, -\kappa \cos v) + \frac{\cos v - Z_{1,2}}{\cos v + Z_{1,2}} \Psi'_+(0, \kappa \cos v); \quad (4)$$

функция $\Psi'_+(0, \alpha)$ определяется из интегрального уравнения

$$\Psi'_+(0, \alpha) = \frac{f}{2} \cdot \frac{\sqrt{\kappa}}{\sqrt{\pi}(\alpha + \kappa)} - \frac{\sqrt{\alpha + \kappa}}{2\pi} \int_{\kappa}^{\infty} \frac{\Psi'_+(0, \beta)}{\sqrt{\beta - \kappa}} \left[\frac{\beta - \kappa Z_1}{\beta + \kappa Z_1} + \frac{\beta - \kappa Z_2}{\beta + \kappa Z_2} \right] \frac{d\beta}{\beta + \alpha};$$

$$f = \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} + \frac{1 - Z_2}{1 + Z_2}$$

методом последовательных приближений путем сведения бесконечного интеграла к интегралу со степенными особенностями

$$\int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta f(x) dx \quad [2]. \quad (6)$$

Из (4) видно, что нормальная составляющая рассеянного поля обусловлена только рассогласованием импедансов и при $Z_1 = Z_2$ и $f = 0$ обращается в нуль.

С помощью полученных соотношений (4)–(6) нами проведен численный расчет диаграммы направленности и топографии нормальной составляющей рассеянного поля над импедансным стыком при $\mu_1 = \mu_2 = 1$; $\epsilon_1, \epsilon_2 = 1, 2, 3, 4, 10, 15, 30, 80, 160, 16000$; $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$; $\kappa z = 10$ и $x = z \operatorname{tg} v$. Значения угла изменялись от -90° до 90° с шагом

5°. Расчеты показали, что при точности вычисления 0,1% достаточно трех итераций. Кроме того, отсутствие в конечных формулах осциллирующих функций (характерных для работы [2]) обеспечивает простоту и скорость вычислений. На рис. 2, 3 представлены соответственно распределения нормальной составляющей (нормированные к падающему полю E_x) и диаграммы направленности (нормированные к максимальному значению E_z).

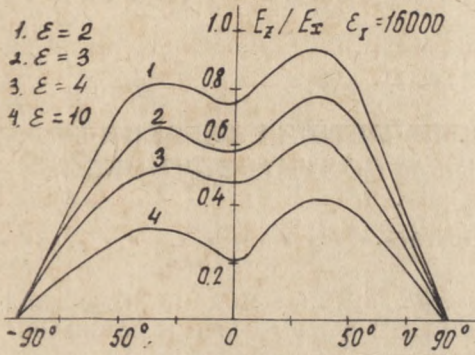


Рис. 2

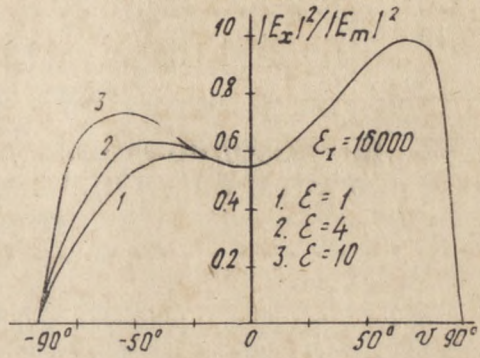


Рис. 3

Диаграмма направленности и топография нормальной составляющей рассеянного поля над стыком импедансных полуплоскостей имеют характерный минимум, который вырождается в гладкую кривую при равенстве импедансов. При этом абсолютные максимальные значения характеристик расположены над полуплоскостью с большим ϵ . Наблюдаемые особенности характеристик и полученные соотношения могут явиться теоретической основой разработки метода исследования различных покровов земли по рассеянному полю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Ю. А. — Радиотехника и электроника, 1964, т. 8, № 8, с. 1385—1388.
2. Крылов В. И., Лучин В. В., Янович Н. А. Таблицы для численного интегрирования функций со степенными особенностями. Минск: Изд-во АН Белорусской ССР, 1963. — 434 с.

ВОЛНОВОДНО-РЕЗОНАТОРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г. Н. ПАРВАТОВ

До настоящего времени наиболее точными методами измерения и контроля радиоматериалов являются СВЧ волноводный и резонаторный методы. Однако эти методы обладают существенными недостатками, ограничивающими их широкое использование. Основные из них:

- необходимость изготавливать образцы специальной формы — методы разрушающие;
- затруднена объективная оценка и учет контактных явлений во время измерений;
- необходимость иметь эталонный образец.

В связи с этим возникает необходимость в разработке новых методов измерения и контроля на СВЧ, которые были бы свободны от перечисленных недостатков при достаточно высокой точности определения контролируемых величин. Данная работа и посвящена разработке теоретических основ СВЧ неразрушающего бесконтактного метода исследования, измерения и контроля электрофизических свойств радиоматериалов. Аналитически решается следующая задача.

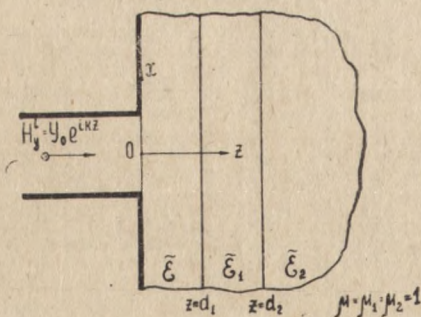


Рис. 1

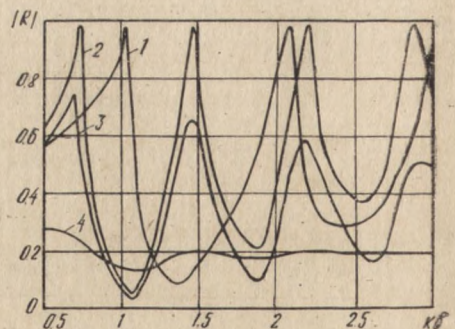


Рис. 2

На открытый конец плоского волновода вдоль координаты набегает ТЕМ волна $H_y^{(1)} = Y_0 e^{ikz}$ ($Y_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$). В области $z > 0$ расположен (рис. 1) на металлической подложке двухслойный диэлектрик с проницаемостями ϵ , ϵ_1 . Требуется определить коэффициент отражения волны основного типа в зависимости от ϵ , ϵ_1 , σ , σ_1 и толщины диэлектрического слоя.

Задача сводится к определению функции рассеянного поля в области $z \geq 0$, удовлетворяющей волновому уравнению

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} + \kappa^2 \tilde{\varepsilon}(z) \right) E_x(x, z) = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\begin{aligned} E_z(\pm a, z < 0) &= 0, \quad E_x(|x| > a, 0) = 0; \\ E_x(x, -0) &= E_x(x, +0); \\ H_y(x, -0) &= H_y(x, +0); \quad |x| < a; \\ E_x(x, d_1 - 0) &= E_x(x, d_1 + 0); \\ H_y(x, d_1 - 0) &= H_y(x, d_1 + 0); \quad E_x(x, d_2) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} E_x(x, z) &= \frac{1}{i\omega \tilde{\varepsilon}(z)} \frac{dH_y}{dz}; \quad E_z(x, z) = \frac{i}{\omega \tilde{\varepsilon}(z)} \frac{dH_v}{dx}; \\ \tilde{\varepsilon}(z) &= \begin{cases} 1, & z \leq 0; \\ \tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i\tilde{\sigma}, \quad \tilde{\sigma} = \sigma/\omega\varepsilon_0, & 0 < z \leq d_1; \\ \tilde{\varepsilon}_1 = \varepsilon_1 + i\tilde{\sigma}_1, \quad \tilde{\sigma}_1 = \sigma_1/\omega\varepsilon_0, & d_1 < z \leq d_2; \end{cases} \end{aligned}$$

ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость; ω — циклическая частота; κ — волновое число свободного пространства (временная зависимость взята в виде $e^{-i\omega t}$).

Решение задачи проведем методом функций Грина с использованием метода моментов при сведении интегрального уравнения к системе алгебраических уравнений.

Используя теорему Грина, амплитуды волн в волноводе и рассеянное поле в области $z \geq 0$ можно выразить через касательную составляющую электрического поля $E_x(x_0, 0)$ на раскрыве в виде

$$\begin{aligned} 1 + R &= \int_0^{\infty} E_x(x_0, 0) \varphi_0(x_0) dx_0, \quad B_n = \int_0^a E_x(x_0, 0) \varphi_n(x_0) dx_0; \\ H_y(x, z < 0) &= \frac{\kappa}{z_0} \left\{ -\tilde{Y}_0 [e^{-\gamma_0 z} - R e^{\gamma_0 z}] \varphi_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \tilde{Y}_n \varphi_n(x) e^{\gamma_n z} \right\}; \\ H_y(x, z \geq 0) &= \frac{-i\kappa \tilde{\varepsilon}}{4\pi Z_0} \int_0^a E_x(x_0, 0) g(x, z; x_0, 0) dx_0, \quad Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}. \end{aligned}$$

Сшивая полученные поля в плоскости $z = 0$, получим интегральное уравнение типа Фредгольма первого рода относительно $E_x(x_0, 0)$

$$\begin{aligned} 2\tilde{Y}_0 \varphi_0(x) &= -\frac{\tilde{\varepsilon}}{2} \int_0^a \left\{ H_0^{(1)}(\kappa \sqrt{\tilde{\varepsilon}} |x - x_0|) + H_0^{(1)}(\kappa \sqrt{\tilde{\varepsilon}} |x + x_0|) \right\} + \\ &+ \frac{2}{\pi i} \int_0^{\infty} A(\alpha) [\cos \alpha (x - x_0) + \cos \alpha (x + x_0)] d\alpha \Big\} E_x(x_0, 0) dx_0 + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{Y}_n \varphi_n(x) \int_0^a \varphi_n(x_0) E_x(x_0, 0) dx_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_n &= \frac{i}{\gamma_n}, \quad \gamma_n = \sqrt{(n\pi/a)^2 - \kappa^2} = -i\sqrt{\kappa^2 - (n\pi/a)^2}; \\ \varphi_n(x) &= \sqrt{\frac{2 - \delta_{0n}}{a}} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right), \quad \delta_{0n} = \begin{cases} 1, & n=0; \\ 0, & n \neq 0; \end{cases} \\ A(x) &= \frac{e^{-\gamma_1 d_1}}{\gamma_1} \frac{a_1 - a_2 f}{a_1 \operatorname{sh}(\gamma_1 d_1 + a_2 f \operatorname{ch}(\gamma_1 d_1))}, \quad f = \frac{\gamma_1 \varepsilon}{\gamma_1 \varepsilon_1}; \\ a_{1,2} &= e^{-\gamma_1 d_1} \pm e^{-2\gamma_1 d_1} e^{\gamma_1 d_1}; \\ \gamma_1 &= \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2 \varepsilon}, \quad \gamma_1 = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2 \varepsilon_1}.\end{aligned}$$

С учетом (3) коэффициент отражения можно записать

$$R = \int_0^a E_x(x_0, 0) \varphi_0(x_0) dx_0 - 1. \quad (4)$$

После замены переменных $x=au$, $x_0=au_0$ и выделения логарифмической особенности перепишем (3) и (4) в виде

$$\begin{aligned}-\frac{2}{\kappa \sqrt{a}} &= \int_0^1 E_x(au_0, 0) \left\{ g_1(u, u_0) - g_2(u, u_0) \ln\left(\frac{\kappa a \sqrt{\varepsilon}}{2} |u + u_0|\right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{ia}{\pi} \ln(\pi |u - u_0|) \right\} du_0; \quad (5)\end{aligned}$$

$$R = \sqrt{a} \int_0^1 E_x(au_0, 0) du - 1, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}g_1(u, u_0) &= -\frac{\varepsilon a}{2} \left\{ J_0(\kappa a \sqrt{\varepsilon} |u - u_0|) + iR_0(\kappa a \sqrt{\varepsilon} |u - u_0|) + \right. \\ &\quad + J_0(\kappa a \sqrt{\varepsilon} |u + u_0|) + iY_0(\kappa a \sqrt{\varepsilon} |u + u_0|) + \frac{2}{\pi i} \int_0^\infty A(x) \times \\ &\quad \times [\cos \alpha a (u - u_0) + \cos \alpha a (u + u_0)] d\alpha \left. \right\} - \frac{1}{\kappa} + \\ &\quad + \frac{ia}{\pi} \{K(u + u_0) + K(u - u_0) - \ln(\pi |u + u_0|)\}; \quad (7) \\ g_2(u, u_0) &= \frac{ia\varepsilon}{\pi} J_0(\kappa a \sqrt{\varepsilon} |u - u_0|);\end{aligned}$$

J_0 , Y_0 — функции Бесселя и Неймана соответственно;

$$\begin{aligned}K(z) &= r^2 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\cos(l\pi z)}{l \sqrt{l^2 - r^2} (l + \sqrt{l^2 + r^2})} - \ln\left(\frac{\sin(\pi z/2)}{\pi z/2}\right); \\ R_0(z) &= Y_0(z) - \frac{2}{\pi} \ln\left(\frac{z}{2}\right) J_0(z), \quad r = \frac{\kappa a}{\pi}.\end{aligned}$$

Полученное интегральное уравнение (3) является типичным для многих дифракционных задач. Дальнейшие действия заключаются в сведении (3) к системе линейных алгебраических уравнений и решении последней известными методами. Обычно сведение интегральных

уравнений типа (3) к системе алгебраических уравнений осуществляется методом моментов без выделения особенностей у базисных функций. В нашем случае при использовании метода моментов осуществим выделение степенных особенностей у входящих в интегральное уравнение функций за счет сингулярности поля на остром ребре с последующим использованием квадратурных формул Гаусса—Кристоффеля при вычислении интегралов. В работе [1] нами показано, что это позволяет получить быстро сходящуюся систему N -линейных алгебраических уравнений, дающую решение задачи уже при $N=4$ с точностью не хуже 0,1%.

Таким образом, представляя неизвестную функцию $E_x(au_0, 0)$ в виде

$$E_x(au_0, 0) = (1 - u_0)^2 f(u_0)$$

и подставляя ее в (5), затем выделяя логарифмические особенности, получим

$$\begin{aligned} & \int_0^1 (1 - u_0)^2 f(u_0) g_1(u, u_0) du_0 - \int_0^1 (1 - u_0)^2 \ln\left(\frac{\kappa a}{2} |u - u_0|\right) \times \\ & \times g_2(u, u_0) [f(u_0) - f(u)] du_0 - f(u) \int_0^1 \ln\left(\frac{\kappa a}{2} |u - u_0|\right) \times \\ & \times g_2(u, u_0) (1 - u_0)^2 du_0 - \frac{ia}{\pi} \int_0^1 (1 - u_0)^2 \ln(\pi |u - u_0|) [f(u_0) - \\ & - f(u)] du_0 - \frac{ia}{\pi} f(u) \int_0^1 (1 - u_0)^2 \ln(\pi |u - u_0|) du_0 = -\frac{2}{\kappa \sqrt{a}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Далее, используя квадратурные формулы Гаусса—Кристоффеля и выбирая в качестве весовых δ -функции, получим систему линейных алгебраических уравнений относительно $f(u_n)$ в виде

$$\sum_{n=1}^N C_{mn} f(u_n) = B_m \quad (9)$$

и для коэффициента отражения соответственно

$$R = \sqrt{a} \sum_{n=1}^N A_n f(u_n) - 1. \quad (10)$$

Здесь

$$B_m = -\frac{2}{\kappa \sqrt{a}};$$

$$\begin{aligned} C_{mn} = A_n \left\{ g_1(u_m, u_n) - g_2(u_m, u_n) \ln\left(\frac{\kappa a \sqrt{\varepsilon}}{2} |u_m - u_n|\right) - \right. \\ \left. - \frac{ia}{\pi} \ln(\pi |u_m - u_n|) \right\}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} C_{mm} = A_m g_1(u_m, u_m) + \sum_{n=1}^N (1 - \delta_{nm}) A_n \left\{ g_2(u_m, u_n) \ln\left(\frac{\kappa a \sqrt{\varepsilon}}{2} |u_m - u_n|\right) + \right. \\ \left. + \frac{ia}{\pi} \ln(\pi |u_m - u_n|) \right\} - R_1(u_m) - R_2(u_m); \end{aligned}$$

$$R_1(z) = \int_0^1 (1 - z_0)^{\alpha} g_2(uz_0) \ln \left(\frac{\kappa a \sqrt{\varepsilon}}{2} |z - z_0| \right) dz_0; \quad (12)$$

$$R_2(z) = \int_0^1 (1 - z_0)^{\alpha} \ln (\pi |z - z_0|) dz_0; \quad (13)$$

u_n , A_n — функции от α — узлы и веса квадратурных формул [2]. Интегрирование (12), (13) осуществляется с помощью квадратурных формул [3].

Исследование влияния порядка сингулярности α на решение задачи показало, что величина α существенно влияет в основном на сходимость системы алгебраических уравнений. Причем, для улучшения сходимости нецелесообразно (ввиду сложности вычислений) вычислять точное значение порядка сингулярности $\alpha = \alpha_{\tau} = f(\varepsilon)$. Достаточно быстрая сходимость системы обеспечивается при некотором усредненном значении α из интервала $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$. Поэтому для численных расчетов нами взято $\alpha = -0,3$. Выделение степенных особенностей позволило еще более улучшить сходимость полученных систем уравнений (9), (10). В результате численные расчеты нами проведены по (9) — (13) с точностью 0,1% при числе решаемых уравнений в (9), (10), равном четырем для $|R| > 0,1$ и шести для $|R| < 0,1$.

Обсуждение численных результатов

С помощью соотношений (9) — (13) нами исследовано влияние ε_1 , σ_1 и величины объема, занимаемого контролируемым объектом, на модуль коэффициента отражения волноводной волны основного типа в волноводно-резонаторной системе (рис. 1). Результаты представлены на рис. 2—4 в виде соответствующих графических зависимостей. Можно

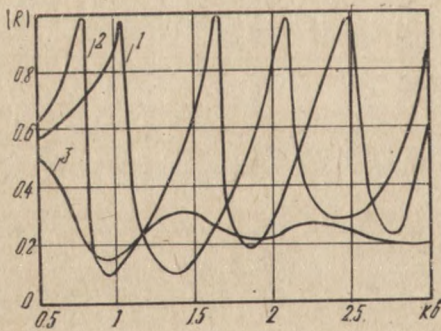


Рис. 3

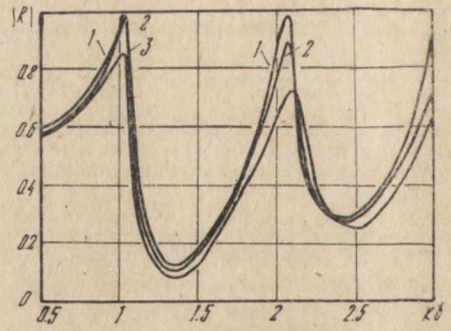


Рис. 4

видеть, что приведенные резонансные характеристики имеют систему острых максимумов.

На рис. 2 представлены зависимости для случая, когда диэлектрик занимает полностью объем резонатора при постоянном значении толщины диэлектрического заполнения $d_3 = 3a$. Диэлектрическая проницаемость заполнителя принимала следующие значения: 1 — $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 = 1$; 2 — $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 = 2 + i \cdot 10^{-3}$; 3 — $\tilde{\varepsilon}_1 = 2 + i \cdot 10^{-3}$; 4 — $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 = 2 + i$. Из приведенных графиков следует, что при изменении диэлектрической проницаемости заполнителя резонатора максимумы характеристик $|R|$

смещаются относительно положения соответствующему заполнителю с $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_1 = 1$. При этом смещения второго и третьего максимумов более значительны. С увеличением проводимости (потерь) σ_1 заполнителя добротность системы ухудшается — осцилляции характеристик сглаживаются и при $\sigma_1 \rightarrow \infty$ вырождаются в прямую.

На рис. 3, 4 представлены результаты для частично заполненного резонатора — между фланцем волновода и заполнителем имеется воздушный зазор $\tilde{\epsilon} = 1$. На рис. 3 характеристики построены для $d_1 = a$, $d_2 = 3a$ (диэлектрик занимает $2/3$ объема резонатора); $1 - \tilde{\epsilon}_1 = 1$; $2 - \tilde{\epsilon}_1 = 2 + i \cdot 10^{-3}$; $3 - \tilde{\epsilon}_1 = 2 + i$; $|\tilde{\epsilon}_2| \rightarrow \infty$. На рис. 4 — результаты вычислений для $d_1 = 29a$, $d_2 = 3a$ (диэлектрик занимает $1/30$ объема резонатора); $1 - \tilde{\epsilon}_1 = 1$; $2 - \tilde{\epsilon}_1 = 2 + i \cdot 10^{-2}$; $3 - \tilde{\epsilon}_1 = 2 + i \cdot 10^3$; $|\tilde{\epsilon}_2| \rightarrow \infty$. Из приведенных зависимостей видно, что качественно сохраняются закономерности, как и на рис. 2. Однако в этом случае можно видеть, что воздушный зазор существенно улучшает добротность системы. Это видно из рис. 4 (кривая 3), где диэлектрик занимает $1/30$ часть объема резонатора и несмотря на большие потери в диэлектрике амплитуда $|R|$ уменьшилась незначительно. В случае же, когда толщина воздушного слоя меньше толщины диэлектрика, амплитуда максимумов $|R|$ по-прежнему сильно зависит от диэлектрических потерь в заполнителе (рис. 3).

Таким образом, приведенные зависимости позволяют сделать следующие выводы.

Модуль коэффициента отражения в измерительной системе «волновод с фланцем — диэлектрик — металлическая подложка» несет достаточно полную информацию о параметрах заполнителя.

Полученные зависимости (9) — (13) и амплитудные характеристики могут быть полезны при разработке волноводно-резонаторной бесконтактной и контактной методик измерения и контроля $\tilde{\epsilon}$ и толщины диэлектрических и полупроводниковых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Парватов Г. Н., Попов А. А. Исследование влияния сингулярности поля на решение дифракционных задач. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника (в печати).
2. Крылов В. И., Лугин В. В., Янович Л. А. Таблицы для численного интегрирования функций со степенными особенностями. — Минск: Изд-во АН Белорусской ССР, 1963. — с. 434.
3. Крылов В. И., Пальцев А. А. Таблицы для численного интегрирования функций с логарифмическими и степенными особенностями. — Минск: Наука и техника, 1967. — 175 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СВЧ БЕСКОНТАКТНОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ ТРЕЩИН НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ, ПОКРЫТЫХ СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

Г. Н. ПАРВАТОВ, В. В. КУЗНЕЦОВ

В настоящее время одним из основных методов контроля поверхностных и подповерхностных трещин на металлических изделиях является метод вихревых токов (МВТ) [1]. Однако широкое применение защитных, защитно-декоративных и диэлектрических покрытий затрудняет, а часто делает невозможным применение МВТ для диагностики металлических изделий.

В связи с этим актуальными оказываются работы, связанные с разработкой новых бесконтактных методик для обнаружения локальных трещин на электропроводящих поверхностях под слоем диэлектрика и измерения их параметров.

Данная работа является одной из первых в этом направлении и посвящена разработке теоретических основ СВЧ бесконтактного метода контроля металлических поверхностей, покрытых диэлектрическим слоем.

Задача формулируется следующим образом: на диэлектрик с параметрами ϵ — диэлектрическая постоянная и d — толщина, покрытия

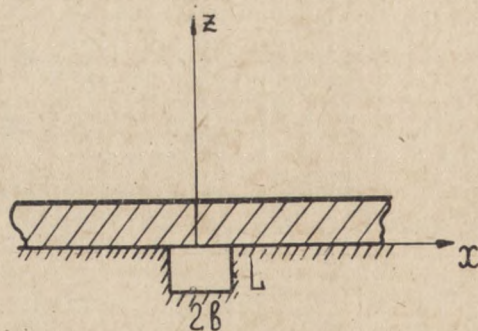


Рис. 1

нормально его поверхности падает вдоль координаты z плоская электромагнитная волна единичной амплитуды e^{-ikz} . Трещина на металлической поверхности моделируется бесконечным по координате y прямоугольным пазом, шириной $2b$ и глубиной L . Требуется найти рассеянное поле над диэлектриком ($z > d$) в зависимости от электрофизических свойств диэлектрика и геометрических параметров паза (рис. 1).

Математически задача сводится к решению волнового уравнения

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} + \kappa^2 \varepsilon(z) \right] \psi = 0$$

относительно функции рассеянного поля $\psi = H_y(x, z)$ с граничными условиями.

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dz} \Big|_{\substack{z=-L \\ |x|<b}} &= 0, \quad \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\psi}{dz} \Big|_{\substack{z=+0 \\ |x|<b}} = \frac{d\psi}{dz} \Big|_{\substack{z=-0 \\ |x|<b}}; \\ \frac{d\psi}{dz} \Big|_{\substack{z=0 \\ |x|>b}} &= 0, \quad \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\psi}{dz} \Big|_{z=d-0} = \frac{d\psi}{dz} \Big|_{z=d+0}; \\ \frac{d\psi}{dx} \Big|_{\substack{x=\pm b \\ -L < z < 0}} &= 0, \end{aligned}$$

где $\varepsilon(z) = \begin{cases} 1, & z > d; \\ \varepsilon, & d > z > 0; \end{cases}$

κ — волновое число

Задача решается методом функций Грина с использованием метода моментов [2] без выделения особенностей у базисных функций. Следует заметить, что вектор падающего поля может составлять произвольный угол φ с направлением трещины (вследствие того, что ориентация трещины неизвестна).

Для определенности рассмотрим случай падения вектора $\vec{H}$ вдоль трещины. В этом случае в рассеянном поле имеются только составляющие H_y , E_x и E_z .

Поле в полупространстве $z > d$ представляется суммой отраженного и дифракционного полей.

В случае отсутствия трещины (идеальный отражатель) имеем:

$$\begin{aligned} E_x &= \begin{cases} e^{-i\kappa z} - e^{-2i\kappa d} \left[\frac{V_{\varepsilon}^{-} \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d + i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d}{V_{\varepsilon}^{-} \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d - i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d} \right], & z > d; \\ -2i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} z \frac{e^{-i\kappa d}}{V_{\varepsilon}^{-} \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d - i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d}, & d > z > 0; \end{cases} \\ H_y &= \begin{cases} Y_0 e^{-i\kappa z} + e^{-2i\kappa d} \left[\frac{V_{\varepsilon}^{-} \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d + i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d}{V_{\varepsilon}^{-} \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d - i \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d} \right], & z > d; \\ 2Y_0 \cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} z \frac{e^{-i\kappa d}}{\cos \kappa V_{\varepsilon}^{-} d - \frac{i}{V_{\varepsilon}^{-}} \sin \kappa V_{\varepsilon}^{-} d}, & d > z > 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где $Y_0 = \frac{\omega \varepsilon_0}{\kappa}$, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i\sigma/\omega \varepsilon_0$.

При наличии трещины в полупространстве $z > d$ появляется дифракционное поле, обусловленное наличием прямоугольного паза. Используя теорему Грина, выразим составляющую поля E_z через касательную составляющую $E_x(x', 0)$ на раскрыве паза в виде

$$E_z(x, z) = \frac{1}{4\pi} \int_0^b \frac{d}{dx} F(x, z; x', 0) E_x(x', 0) dx', \quad (2)$$

где

$$F(x, z; x', 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-i\alpha(x-x')} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{1}{\gamma_{\varepsilon}} \frac{\gamma_{\varepsilon} \operatorname{ch} \gamma_{\varepsilon}(d-z) + \tilde{\varepsilon} \gamma \operatorname{sh} \gamma_{\varepsilon}(d-z)}{\tilde{\varepsilon} \gamma \operatorname{ch} \gamma_{\varepsilon} d + \gamma_{\varepsilon} \operatorname{sh} \gamma_{\varepsilon} d}, & 0 \leq z \leq d; \\ \frac{e^{-\gamma(z-d)}}{\tilde{\varepsilon} \gamma \operatorname{ch} \gamma_{\varepsilon} d + \gamma_{\varepsilon} \operatorname{sh} \gamma_{\varepsilon} d}, & z > d. \end{cases} \quad (3)$$

Неизвестная составляющая $E_x(x', 0)$ определяется из интегрального уравнения

$$2Y_0 \cos \kappa \sqrt{\varepsilon} z \frac{e^{-i\kappa d}}{\cos \kappa \sqrt{\varepsilon} d - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}} \sin \kappa \sqrt{\varepsilon} d} = \int_{-b}^b E_x(x', 0) \times$$

$$\times \left\{ \frac{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon}{4\pi} F(x, 0; x', 0) + \sum_{n=0}^N Y_n \operatorname{cth}(\gamma_n L) \varphi_n(x) \right\} dx'. \quad (4)$$

Здесь

$$\gamma = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2}; \quad \gamma_{\varepsilon} = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2 \varepsilon};$$

$$\gamma_n = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \kappa^2}; \quad \varphi_n = \sqrt{\frac{2 - \delta_{0n}}{2B}} \cos \frac{n\pi}{b} x;$$

$$\delta_{0n} = \begin{cases} 1, & n = 0; \\ 0, & n \neq 0. \end{cases}$$

Выражение (2) с учетом (3), (4) дает решение поставленной задачи. Из (3) видно, что над центром паза ($x' = 0$) составляющая рассеянного поля $E_z \equiv 0$.

Дальнейшая задача заключается в сведении (4) к системе линейных алгебраических уравнений. В качестве базисных и весовых функций здесь взята последовательность $\{\varphi_n(x')\}$.

$$E_x(x', 0) = \sum_{n=0}^N A_n \varphi_n(x'); \quad (5)$$

$$\varphi_n(x') = \sqrt{\frac{2 - \delta_{0n}}{2b}} \cos \frac{n\pi}{b} x'.$$

Подставляя (5) в интегральное уравнение и находя моменты полученного функционального уравнения, сведем (4) к системе линейных алгебраических уравнений.

$$\sum_{n=0}^N A_n V_{nm} = R \sqrt{2b} \delta_{0m}, \quad m = 0, \dots, N, \quad (6)$$

где

$$R = 2Y_0 \cos(\kappa z \sqrt{\varepsilon}) \frac{e^{-i\kappa d}}{\cos(\kappa d \sqrt{\varepsilon}) - i/\sqrt{\varepsilon} \sin(\kappa d \sqrt{\varepsilon})};$$

$$V_{nm} = Y_n \operatorname{cth}(\gamma_n L) \delta_{nm} + B_{nm} + C_{nm};$$

$$B_{nm} = \frac{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon}{\pi} \sqrt{\frac{2 - \delta_{0n}}{2b}} \sqrt{\frac{2 - \delta_{0m}}{2b}} (-1)^{n+m} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\gamma_{\varepsilon}} \frac{(\gamma_{\varepsilon} - \tilde{\gamma}_{\varepsilon})(1 - \operatorname{th} \gamma_{\varepsilon} d)}{\gamma_{\varepsilon} \operatorname{th} \gamma_{\varepsilon} d - \tilde{\gamma}_{\varepsilon}} \frac{\alpha^2 \sin^2(\alpha b) d\alpha}{(\alpha^2 - \alpha_n^2)(\alpha^2 - \alpha_m^2)};$$

$$C_{nm} = \omega \varepsilon_0 \varepsilon \sqrt{\frac{2 - \delta_{0n}}{2b}} \sqrt{\frac{2 - \delta_{0m}}{2b}} (-1)^{n+m} \times$$

$$\times \int_0^{2b} H_0^{(1)} \kappa S \sqrt{\varepsilon} F_{nm}(s) ds; \alpha_n = n\pi/b; \alpha_m = m\pi/b;$$

$$F_{nm} = \begin{cases} \frac{\alpha_n \sin(s\alpha_n) - \alpha_m \sin(s\alpha_m)}{\alpha_n^2 - \alpha_m^2}, & n \neq m; \\ \frac{\sin(s\alpha_n)}{2\alpha_n} + \frac{s \cos(s\alpha_n)}{2}, & n = m. \end{cases}$$

Соотношения (2), (3), (4) легли в основу численных расчетов топографии рассеянного поля над дефектом, модуля и фазы коэффициента отражения в зависимости от ε , d диэлектрика и L , b трещины. Значения $|E_z|$ и $\arg E_z$ вычислялись в зависимости от продольной координаты x . Этим самым моделировался процесс сканирования приемника над контролируемой поверхностью. Топография поля рассчитывалась в дальней зоне.

Численные расчеты показали, что если диэлектрическое покрытие без потерь, то независимо от ε и d любая составляющая рассеянного поля несет достаточно полную информацию о глубине и ширине раскрыва трещины. Зависимость $|E_z|$ и $\arg E_z$ от L имеет периодический характер, что позволило определить глубину паза в виде

$$L = \frac{\pi}{2(\kappa_2 - \kappa_1)}, \quad (7)$$

где κ_2, κ_1 — волновые числа, для которых $|E_z|$ принимает минимальное значение.

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов $|E_z|$ рассеянного поля в зависимости от ширины трещины при различных L .

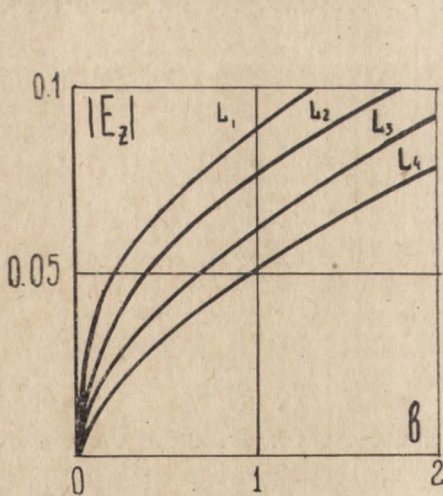


Рис. 2

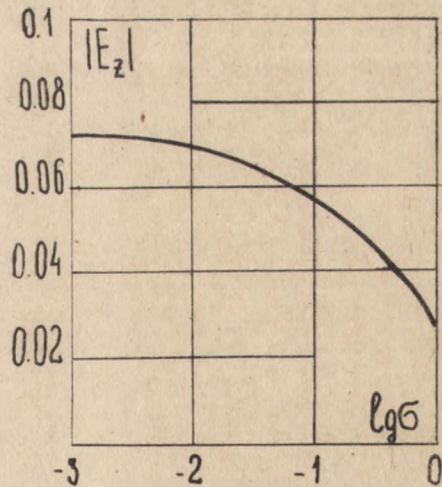


Рис. 3

В случае диэлектрического покрытия с потерями заметно уменьшение $|E_z|$ при увеличении потерь (рис. 3). При значительных σ электромагнитная волна рассеивается в диэлектрике, не возбуждая трещину.

Полученные результаты могут быть принципиальной основой для разработок методик обнаружения и определения параметров открытых трещин на металлических поверхностях, покрытых диэлектриком. В частности, одна из возможных методик заключается в облучении изделия плоской волной и измерении параметров рассеянного поля с помощью сканирующего приемника. При этом по наличию нормальной составляющей в отраженном поле можно судить о наличии трещины, по минимуму E_z можно определять центр дефекта, а по (7) и рис. 2 глубину и ширину прямоугольной трещины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник/Под редакцией В. В. Клюева. — М.: Машиностроение, 1976. — 326 с.
 2. Вычислительные методы в электродинамике/Под редакцией Р. Митры. — М.: Мир, 1977. — 485 с.
-

ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ЦЕМЕНТНО-ПЕСЧАНЫХ БЕТОНОВ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

В. В. ЗАГОСКИН, Е. А. ЗАМОТРИНСКАЯ, В. М. НЕСТЕРОВ

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования влияния влажности на диэлектрическую проницаемость цементно-песчаных бетонов.

Цель работы — проанализировать возможности контроля влажности бетонов по измерению диэлектрической проницаемости и оценить влияние фактора влажности на корреляционную связь между диэлектрической проницаемостью бетонов и их механической прочностью [1].

Состав бетонов варьировался в зависимости от отношения цемента к песку (Ц/П бралось 1:1 и 1:3) и воды к цементу (В/Ц менялось от 0,3 до 0,8 и от 0,4 до 0,9 соответственно для каждого Ц/П отношения).

Образцы бетонов готовились на основе шлакопортландцемента марки 400 и промытого песка с модулем крупности $\mu_k = 1,44$.

После затворения цементно-песчаной смеси водой последняя помещалась на сутки в специальные формы, которые позволяли получать образцы необходимых размеров $(33,5 \times 71,5 \times d) \times 10^{-9} \text{ м}^3$. Здесь d — толщина образца. По истечении суток образцы вынимались из формы и помещались во влажные опилки на трое суток, затем пропаривались под давлением ~ 2 атм. в течение четырех часов и сушились до постоянного веса. Различная влажность образцов достигалась их выдержкой различное время во влажных опилках, над паром, в воде или в эксикаторах с различной влажностью. Максимальная влажность достигалась выдержкой образцов в воде до постоянного веса.

Влажность определялась взвешиванием образцов и вычислялась по формуле

$$W = \frac{P - P_c}{P_c} 100 \%, \quad (1)$$

где P — вес влажного образца; P_c — вес сухого образца.

Измерения диэлектрической проницаемости осуществлялись волноводным методом короткого замыкания [2] на частоте $3 \cdot 10^9$ Гц. Расчет ϵ , $\text{tg} \delta$ проводился графическим методом по общей формуле, связывающей постоянную распространения электромагнитной волны в образце с измеряемыми на опыте величинами [2, 3].

Выбор корней трансцендентного уравнения осуществлялся на основе предположения, что с ростом влажности образца его диэлектрическая проницаемость должна постепенно увеличиваться. Кроме того, зависимости $\epsilon(W)$ изучались для двух партий образцов, имеющих различную толщину ($d \approx 15 \cdot 10^{-3}$ м для партии из 12 образцов и $d = 40 \cdot 10^{-3}$ м для партии из шести образцов).

Точность измерения действительной части диэлектрической проницаемости ϵ при влажностях до 10% была 5%, для более влажных образцов снижалась до 10%. Точность измерения $\operatorname{tg} \delta$ составляла 10—15%. Благодаря продолжающимся процессам гидратации цемента, точность оценки влажности бетонов имела порядок 10%.

Для оценки ошибок измерения диэлектрической проницаемости за счет возможной неоднородности распределения влаги по объему образца, зависимости $\epsilon(W)$ снимались как по мере увлажнения образца, так и по мере его сушки. Совпадение прямого и обратного хода свидетельствует о том, что влага в образцах распределялась равномерно.

Помимо диэлектрических характеристик бетонов была проведена оценка их удельного веса, объемной массы и пористости [4]. Пористость образцов определялась по формуле

$$\Pi = \frac{\rho - m_v}{\rho} 100 \%, \quad (2)$$

где ρ — удельный вес; m_v — объемная масса образцов.

Основные характеристики бетонов приведены в табл. 1.

Таблица 1
Основные физические параметры цементно-песчаных бетонов

№ обр.	Ц/П	В/Ц	$m_{v_0} \cdot 10^{-3}$, г/м ³	m_{v_k}	Π %	$\epsilon_{0.н}$	$\epsilon_{0.к}$	$W_{\max}$	$\epsilon_{\max}$	$\frac{\Delta \operatorname{tg} \sigma}{\Delta W}$
1	1:1	0,3	1,93		23	4,6		9	12	0,030
1	1:1	0,3	2,01	2,05	20	5,3	5,8	6	9	0,020
2	1:1	0,4	1,93		23	4,5		9	16	0,020
3	1:1	0,5	1,91		24	4,6		12	17	0,017
4	1:1	0,6	0,86		26	4,4		15	19	0,017
4	1:1	0,6	1,73	1,73	31	4,1	4,3	18	23	0,017
5	1:1	0,7	1,70		32	4,0		15	17	0,022
6	1:1	0,8	1,72		31	4,0		19	25	0,020
6	1:1	0,8	1,53	1,56	39	3,5	3,8	22	25	0,020
7	1:3	0,4	1,95		22	4,2		5	8	0,024
7	1:3	0,4	1,77	1,78	29	3,7	3,8	9	9	0,020
8	1:3	0,5	1,88		25	4,4		9,6	12	0,017
9	1:3	0,6	1,98		25	4,3		11	18	0,019
9	1:3	0,6	1,95	1,96	22	3,8	5,0	11	12	0,020
10	1:3	0,7	1,91		24	4,5		13	16	0,018
11	1:3	0,8	1,85		26	4,2		13	17	0,016
12	1:3	0,9	1,82		27	3,7		15	19	0,019
12	1:3	0,9	1,82	1,85	27	3,7	3,8	14	20	0,018

На рис. 1, а, б приведены зависимости $\epsilon(W)$ для партий из шести образцов. Из рисунка видно, что зависимости $\epsilon(W)$ цементно-песчаных образцов от влажности имеют монотонно возрастающий характер.

Опыт показал, что экспериментальные зависимости (начиная с 1—2% влажности) переходят в прямые в координатах $\sqrt{\epsilon - \epsilon_0}, W$. Здесь ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образцов, высушенных до постоянного веса. Следует отметить, что $W = 1—2\%$ имеют образцы, хранящиеся в помещении с температурой 18—20°С и относительной влажностью воздуха 35—40%. Поэтому зависимость диэлектрической проницаемости цементно-песчаных бетонов можно представить в виде

$$\sqrt{\epsilon - \epsilon_0} = kW + b, \quad (3)$$

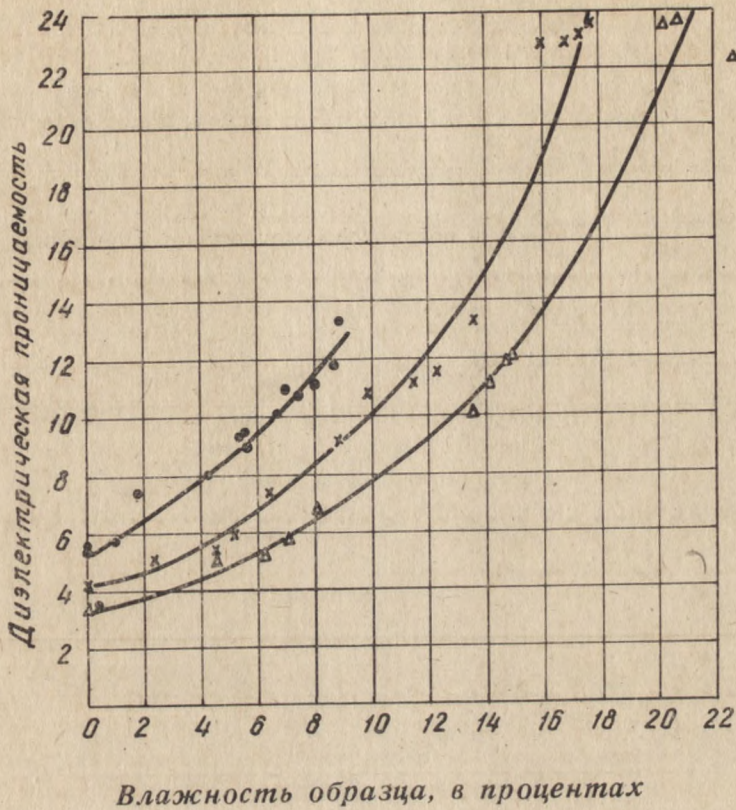


Рис. 1, а. Зависимость диэлектрической проницаемости цементно-песчаных бетонов от их влажности: — Ц/П=1:1.
● — В/Ц=0,3; х — В/Ц=0,6; △ — В/Ц=0,8;

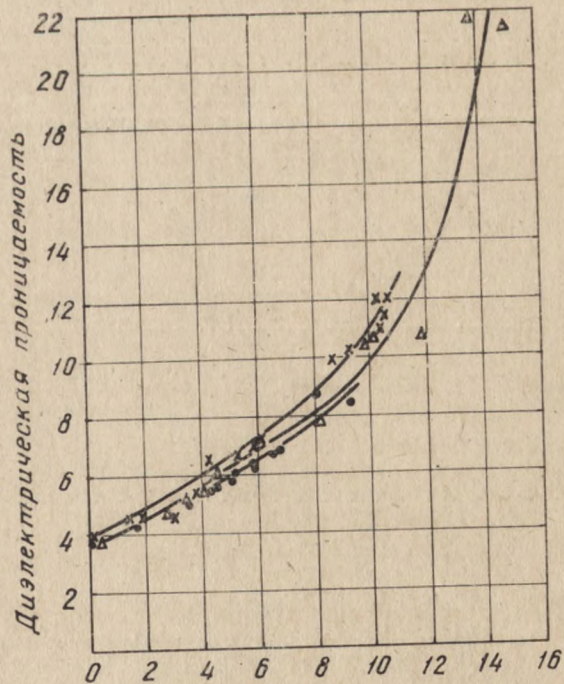


Рис. 1, б. Зависимость диэлектрической проницаемости цементно-песчаных бетонов от их влажности:

— Ц/П=1:3.
● — В/Ц=0,4;
х — В/Ц=0,6;
△ — В/Ц=0,9.

где κ — угловой коэффициент зависимости $\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0}$ от W ; b — отрезок, отсекаемый прямой на оси $\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0}$.

На рис. 2 и 3, а, б отражена связь между постоянными ε_0 , κ , b уравнения (3) и такими из задаваемых параметров образцов, как

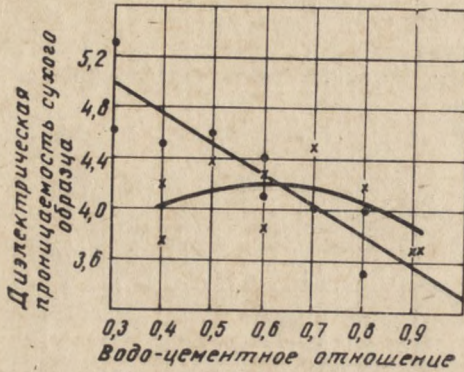
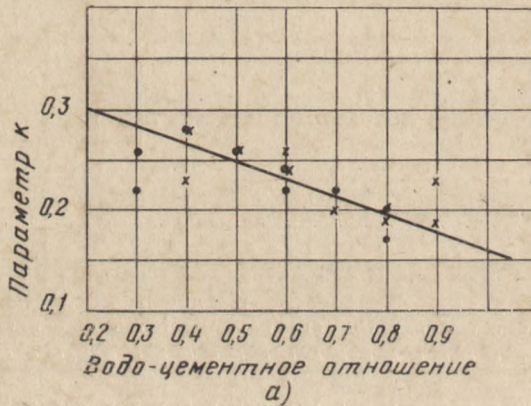
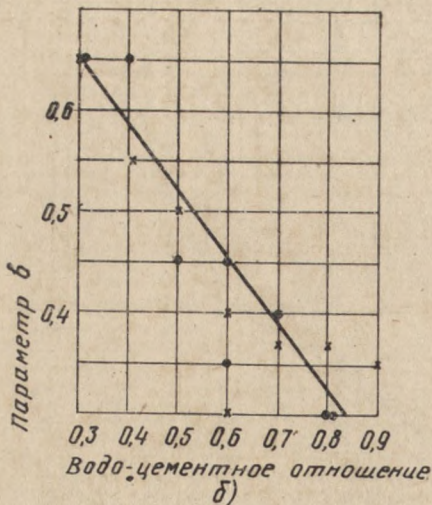


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости сухих образцов от их водоцементного отношения: ● — Ц/П = 1:1; x — Ц/П = 1:3



а)



б)

Рис. 3. Зависимость параметров κ и b в уравнении $\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0} = f(W)$ с величиной водоцементного отношения образцов: а — параметр κ : ● — Ц/П = 1:1; x — Ц/П = 1:3; б — параметр b : ● — Ц/П = 1:1; x — Ц/П = 1:3

В/Ц и Ц/П отношения. Количества измеренных образцов не достаточно для установления точных корреляционных зависимостей ε_0 , κ , b от водоцементного отношения. Но можно предположить, что зависимости

κ , b для $\text{Ц/П} = 1:1$ и $1:3$ и ϵ_0 — для $\text{Ц/П} = 1:1$ имеют характер обратно пропорциональной зависимости от В/Ц отношения. ϵ_0 для $\text{Ц/П} = 1:3$ не зависит или имеет вид расплывчатого максимума от В/Ц .

Имея корреляционные зависимости ϵ_0 , κ , b от В/Ц , можно использовать их в соответствии с (3) для оценки влажности бетонов по значению их диэлектрической проницаемости.

Выражая математически зависимости ϵ_0 , κ , b от В/Ц , представленные на рис. 2, 3, 4 в виде прямых, получим теоретическое выраже-

Рис. 4. Связь между максимальной диэлектрической проницаемостью и пористостью цементно-песчаных бетонов



ние для связи диэлектрической проницаемости бетонов с В/Ц отношением.

Для образцов с $\text{Ц/П} = 1:1$ выражение (3) перейдет при этом в $\sqrt{\epsilon + 2,4} \cdot \text{В/Ц} - 5,7 = (0,34 - 0,18 \cdot \text{В/Ц}) \cdot W - 0,54 \cdot \text{В/Ц} + 0,79$. (4)

Для образцов с $\text{Ц/П} = 1:3$, полагая (рис. 2) $\epsilon_0 = 4$, для всех В/Ц отношений левую часть (4) можно заменить на $\sqrt{\epsilon - 4}$.

В табл. 2 приведены результаты сравнения (в процентах по отношению к эксперименту) зависимостей $\epsilon(W)$, полученных на основе выражения (4) и экспериментально.

Таблица 2

Отклонение теоретических точек зависимости $\epsilon(W)$ от экспериментальных

№ образца	Влажность (W), %					
	1	2	4	8	16	20
1	13,9	8,8	4,1			
1'	3,2	2,7	2,8	18,2		
2	6,9	1,2	2,0	6,7		
3	4,0	6,1	2,7	6,5	1,7	
4	1,1	1,5	0	5,4	2,6	3,3
4'	10,5	6,7	10,7	10,9	21,0	19,2
5	0,2	9,0	13,0	18,8	10,4	3,9
6	4,9	11,4	15,3	12,0	3,4	6,6
6'	10,5	11,3	12,9	15,1	22,0	15,9
7	5,8	1,3	4,1			
7'	5,8	11,3	9,3			
8	0,2	1,2	4,8	0,96		
9	8,4	4,7	4,2	10,5	19,1	
9'	4,4	1,2	0,7	1,1		
10	8,5	9,4	12,3	15,0	9,9	
11	6,3	10,6	14,5	18,9	19,6	
12	3,9	7,7	10,2	1,7	26,3	

Из таблицы видно, что для большинства образцов совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей $\epsilon(W)$ лежит в пределах 10—15%. Такая точность полуэмпирического описания экспериментальных зависимостей $\epsilon(W)$ является удовлетворительной, так как она лежит в пределах экспериментального расхождения зависимостей $\epsilon(W)$ для образцов одного состава различных партий.

Как видно из (4), вид зависимости $\epsilon(W)$ для цементно-песчаных бетонов определяется преимущественно величиной В/Ц отношения. В общем случае с ростом В/Ц отношения зависимость $\epsilon(W)$ опускается ниже по оси ϵ , становится более пологой, увеличивается максимальное достижимое значение влажности и диэлектрической проницаемости.

Такие изменения в зависимости $\epsilon(W)$ с ростом В/Ц отношения можно связать с увеличением пористости образца. Действительно, с увеличением количества воды, используемой при затворении бетона, его пористость увеличивается. Увеличение пористости образца приводит к уменьшению ϵ_0 , в то же время более пористый образец способен вобрать в себя больше влаги, что ведет к росту максимальной влажности ($W_{\max}$) и максимальной диэлектрической проницаемости ($\epsilon_{\max}$). С ростом пористости образца большее количество воды идет на образование связанных и полусвязанных слоев воды в порах, имеющих диэлектрическую проницаемость, меньшую по сравнению со свободной водой. Вследствие этого ход зависимостей $\epsilon(W)$ оказывается более пологим.

На рис. 4 представлена зависимость $\epsilon_{\max}$ от пористости образцов. Видно, что связь пористости и максимальной диэлектрической проницаемости является прямо пропорциональной. Так как пористость является одной из важных характеристик бетона, определяющих его прочность, то нужно искать наличие корреляционной связи между механической прочностью бетона и его $\epsilon_{\max}$ (диэлектрической проницаемостью бетона, выдержанного в воде).

Следует отметить, что в зависимости от пористости образцов ϵ_0 и $\epsilon_{\max}$ ведут себя различно: если $\epsilon_{\max}$ растет с увеличением пористости

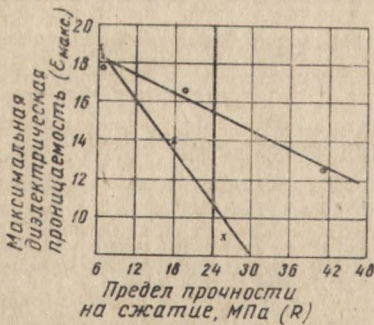


Рис. 5. Связь между максимальной диэлектрической проницаемостью бетонов и их механической прочностью

образца, то ϵ_0 уменьшается. Это можно связать с тем, что в первом случае в образце увеличивается количество воды (ϵ воды больше, чем ϵ бетонного каркаса), во втором — увеличивается количество воздуха (ϵ воздуха меньше, чем ϵ бетонного каркаса). Поэтому следует ожидать, что корреляционная зависимость $R_{сж} - \epsilon_{\max}$ будет иметь обратный ход по сравнению с зависимостью $R_{сж} - \epsilon_0$.

Предварительные данные по корреляционной связи $R_{сж} - \epsilon_{\max}$ приведены на рис. 5. Они получены на образцах партии, состоящей из шести типов бетонов (на каждое В/Ц — отношение было приготовлено по три образца, два из них использовались для определения механической прочности, на третьем — изучалась зависимость $\epsilon(W)$). На рис. 5 приведены средние значения прочности для двух образцов

одного В/Ц и Ц/П — отношений. Рисунок подтверждает предполагаемый характер зависимости $R_{сж} — \epsilon_{\max}$.

Таким образом, влажность бетона должна оказывать существенное влияние на вид корреляционной связи $\epsilon — R_{сж}$. Вопрос о существовании такой связи при тех или иных стабилизированных условиях влажности, в которых хранятся образцы бетонов, требует специальных исследований.

Кроме зависимостей действительной части диэлектрической проницаемости бетонов от их влажности, были получены зависимости $\operatorname{tg} \delta (W)$.

Как показал опыт, используемый метод позволяет проводить с удовлетворительной точностью (10—15%) измерения тангенса угла диэлектрических потерь цементно-песчаных бетонов в диапазоне влажностей от 2 до 8—9%. Ошибки измерения $\operatorname{tg} \delta$ в области меньших и больших влажностей резко возрастают. В пределах этих влажностей $\operatorname{tg} \delta$ линейно растет с ростом влажности. Угол наклона зависимости $\operatorname{tg} \delta$ к оси влажностей ($\Delta \operatorname{tg} \delta / \Delta W$) в пределах указанной выше точности можно считать не зависящим от В/Ц и Ц/П отношений и равным $\sim 0,02$ (см. табл. 1). Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от влажности цементно-песчаных бетонов может быть выражена следующей формулой:

$$\operatorname{tg} \delta = 0,03 + 0,02 \cdot W, \quad (5)$$

где 0,03 — среднее значение $\operatorname{tg} \delta$ образцов, высушенных до постоянного веса.

Меньшее влияние различных структурных факторов (таких, как количество и качество цемента и наполнителя, водоцементное отношение) на ход зависимости $\operatorname{tg} \delta (W)$ должен дать этому методу измерения влажности бетонов преимущество по сравнению с измерением действительной части диэлектрической проницаемости.

Выводы

1. Получена эмпирическая зависимость между диэлектрическими характеристиками бетонов (ϵ , $\operatorname{tg} \delta$), их влажностью и В/Ц и Ц/П отношениями. Зависимость позволяет оценить влажность цементно-песчаных бетонов по их диэлектрической проницаемости с точностью до 10%.

2. Оценена возможность измерения влажности бетонов по значениям их ϵ и $\operatorname{tg} \delta$. Указывается, что при известных В/Ц и Ц/П отношениях точность измерения влажности по ϵ больше. В то же время на зависимость $\operatorname{tg} \delta (W)$ меньше сказываются структурные и технологические факторы (В/Ц, Ц/П отношения).

3. Дана оценка влияния влажности на корреляционную зависимость $\epsilon — R_{сж}$. Показана возможность нахождения корреляционной связи между диэлектрической проницаемостью бетонов, выдержанных проницаемостью бетонов, выдержанных в воде, и их прочностью на сжатие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Загоскин В. В., Замотринская Е. А., Нестеров В. М. К возможности определения механической прочности цементно-песчаных бетонов по измерению их диэлектрической проницаемости в диапазоне СВЧ. — Строительство и архитектура, 1977, № 2, с. 146—149.

2. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. — 403 с.

Лебедева Г. Н. Графический расчет электрических параметров диэлектриков при измерении методом короткого замыкания. — Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1966, № 4, с. 79—82.

4. Щеглов А. В. Лаборант по механическим испытаниям строительных материалов. — М.: Высшая школа, 1974. — 270 с.

ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ РАДИОВОЛНОВЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПРОЧНОСТИ БЕТОНА

В. М. НЕСТЕРОВ, В. Н. ЮШКОВ, В. В. ЗАГОСКИН, В. С. СЕМЕНОВ

Одной из важных задач неразрушающего контроля является создание приборов для определения прочности бетона как в процессе производства, так и в готовых изделиях. Несмотря на разработку целого ряда аппаратов, в частности ультразвуковых, нельзя считать эту задачу близкой к завершению.

В данной работе на основании литературных данных и анализа результатов, полученных в СФТИ, делается попытка оценить возможности радиоволнового метода для контроля прочности бетонов и обсудить некоторые стороны его применения (выбор исходного параметра измерения, частотного диапазона, способа измерения исходного параметра).

Электродинамические параметры (магнитная и диэлектрическая проницаемость) определяются составом и структурой бетона, которые, в свою очередь, влияют и на его прочность. Таким образом, возможна связь между электродинамическими характеристиками и прочностью бетона. Наличие такой связи подтверждено для диэлектрической проницаемости в области радиочастот экспериментальными данными [1—3].

При анализе различных неразрушающих методов контроля прочности бетона (см. табл. 1, составленную на основании работ [4—9]) видно, что всем им присущи одинаковые достоинства и недостатки. Однако радиоволновой метод отличается от других тем, что он экспериментально обоснован слабо, менее отработан, в результате чего находит значительно меньшее применение, чем другие неразрушающие методы. В то же время применение радиоволнового метода сулит целый ряд преимуществ.

Таблица 1

Характеристика неразрушающих методов контроля прочности бетона

Название метода	Достоинства метода	Недостатки метода
1	2	3
1. Звуковые и ультразвуковые методы	1. Возможность массовых и сплошных измерений 2. Большая глубина контроля	1. Необходимость тарирования установки 2. Невысокая точность 3. Сложность аппаратуры

Продолжение табл. 1

1	2	3
	3. Возможность контроля неоднородности материала	4. Необходимость квалифицированного обслуживающего персонала
	4. Возможность многократных измерений	5. Вредное действие на людей ультразвука
	5. Быстрота измерений	6. Необходимость двустороннего подхода
2. Механические методы определения поверхностной твердости	1. Дешевизна	1. Измерения проводятся только с поверхности
	2. Быстрота измерений и перехода с места на место измерения	2. Субъективность оценки
	3. Безопасность	3. Низкая точность
3. Радиационные методы	1. Возможность массовых и сплошных измерений	4. Невозможность автоматизации
	2. Возможность контроля неоднородности материала	1. Сложность установки
	3. Большая глубина измерений	2. Трудности с перемещением установки
		3. Необходимость двустороннего подхода
		4. Вредное действие излучения на людей
		5. Необходимость тарирования установки
4. Электромагнитные методы	1. Возможность одностороннего подхода	6. Невысокая точность
	2. Сравнительно большая глубина измерений	1. Необходимость тарирования установки
	3. Транспортабельность установки	2. Невысокая точность
	4. Сравнительная дешевизна измерений	3. Влияние побочных факторов
	5. Возможность использования при создании установки серийных приборов — сравнительная дешевизна установки	4. Незавершенность метода
	6. Возможность массовых и сплошных измерений	
	7. Возможность контроля неоднородности	
	8. Возможность автоматизации измерений	
	9. Сравнительная безопасность при малых мощностях генератора	

1. Возможность проводить контроль с односторонним доступом к изделиям или сооружениям.

2. Возможность автоматизировать измерения.

3. Возможность сделать портативный прибор для определения прочности бетона и изделий из него.

4. Безопасность для обслуживающего персонала.

Радиоволновой метод контроля вещества основан на использовании зависимости от структуры и состава вещества следующих параметров: магнитная проницаемость, диэлектрическая проницаемость, угол диэлектрических потерь (или электропроводность).

Возможные недостатки и достоинства методов контроля, основанных на измерении тех или иных электродинамических параметров, изложены в табл. 2, составленной на основе работ [8—15].

Таблица 2

Оценка возможных электромагнитных методов контроля

Параметр, измерение которого положено в основу метода	Достоинства метода	Недостатки метода
Магнитная проницаемость	1. Возможность измерения образцов большого объема 2. Отсутствие особых требований к контакту датчика с образцом 3. Независимость магнитной проницаемости от влажности образца 4. Быстрота измерений	1. Отсутствие данных как теоретических, так и экспериментальных о связи механической прочности и магнитной проницаемости 2. Малые значения магнитной проницаемости бетонов и низкая точность ее определения 3. Магнитная восприимчивость, определяемая магнитными примесями, входящими в цемент, то есть зависящими от места изготовления цемента и других факторов
Диэлектрическая проницаемость	1. Значение диэлектрической проницаемости определяется строением и структурой основной массы вещества 2. Возможность варьирования объема измеряемого образца 3. Быстрота измерений	1. Зависимость диэлектрической проницаемости от многих параметров: состава, влажности, плотности 2. Отсутствие теории связи прочности с диэлектрической проницаемостью
Угол диэлектрических потерь	1. Быстрота измерений 2. Высокая структурная чувствительность	1. Отсутствие теории связи прочности с диэлектрическими потерями 2. Сильное влияние на уровень диэлектрических потерь большого числа факторов, в том числе неконтролируемых примесей

Как видно из табл. 2, для всех методов существуют общие преимущества и недостатки, главным из которых является отсутствие простой функциональной зависимости электродинамического параметра от прочности. Наиболее надежные результаты дал бы комплексный многопараметровый метод контроля, использующий все электродина-

мические параметры. Но разработка его на первых порах слишком сложна. Для первоочередных исследований, по-видимому, лучше выбрать метод, основанный на измерениях диэлектрической проницаемости.

Следующим этапом при оценке возможности радиоволнового метода контроля прочности является выбор частотного диапазона. Определение прочности бетона возможно путем непосредственного измерения диэлектрической проницаемости бетона в изделии, или (как это предложено в [1]) путем измерения диэлектрической проницаемости специальных образцов, изготовленных из бетона одного замеса с контролируемыми изделиями. Более привлекателен первый метод, так как он требует меньше времени для измерения и градуировки. В этом случае при выборе частотного интервала, по-видимому, предпочтительнее остановиться на диапазоне СВЧ. В этом случае гораздо легче создавать малогабаритный прибор для определения диэлектрической проницаемости непосредственно в изделии или сооружении. Кроме того, на более низких частотах трудно обойтись без электродов, а измерения с электродами затруднены из-за наличия приэлектродной поляризации [10, 11].

Для оценки возможностей радиоволнового метода необходимо учитывать вид корреляционной зависимости между диэлектрической проницаемостью на СВЧ и прочностью бетонов.

Для сухих песчано-цементных бетонов существует следующее уравнение регрессии [16]:

$$R_{сж} = 11,175 \varepsilon - 35,43,$$

где $R_{сж}$ — механическая прочность на сжатие; ε — диэлектрическая проницаемость на частоте 3 ГГц. Коэффициент корреляции между $R_{сж}$ и ε равен 0,94 с надежностью $P = 0,999$. Исходя из этой зависимости, можно заключить, что для определения $R_{сж}$ с точностью $\pm 10\%$, необходимо определить ε с точностью $\pm 2\%$. Диапазон значений ε лежит в пределах от 3 до 9 при изменении прочности от 3 до 60 МПа. Оценки, полученные из этой формулы, были использованы при рассмотрении требований к радиоволновым методам.

Рассмотрим существующие методы измерения диэлектрических характеристик вещества в свободном пространстве. Оценку этих методов проводим с учетом таких требований, как:

1. Возможность измерений диэлектрической проницаемости с односторонним доступом к измеряемому объекту.
 2. Возможность контролировать площадь в несколько квадратных дециметров (в частности, для того, чтобы использовать для градуировки образцы, соответствующие ГОСТу).
 3. Чувствительность к диэлектрической проницаемости в области $3 < \varepsilon < 15$ должна быть порядка $\pm 0,1$.
 4. Однозначность определения диэлектрической проницаемости по измеряемым параметрам.
 5. Отсутствие особых требований к помещению и образцам (большие размеры изделия, безэховые камеры и т. д.).
 6. Быстрота получения результатов измерения.
 7. Возможность изменения глубины контроля и площади контроля.
- В табл. 3 приведены оценки ряда существующих методов измерения диэлектрической проницаемости в свободном пространстве с учетом перечисленных критериев [17—28].

Величина контролируемой поверхности оценивалась для методов с антеннами по одному (максимальному) размеру облучаемой площади. Причем оценка велась для оптимального варианта размеров и конструкций антенны. Величина контролируемой поверхности для методов с накладными датчиками оценивалась по максимальному размеру

области, обеспечивающей взаимодействие датчика с контролируемым материалом. Другие характеристики метода (чувствительность, возможность одностороннего подхода) получены из описания методов.

Оценка некоторых характеристик существующих методов измерения

Наименование метода	Источник	Размер контролируемой поверхности	Возможность одностороннего подхода	Чувствительность к малым проницаемостям	Однозначность измерений
1. Измерение угла Брюстера	[17]	Максимальный размер	+	+	+
2. Определение ϵ по измерению поляризации волны при отражении	[18]	«пятна» 10λ	+	+	+
3. Измерение коэффициента отражения при различных углах падения	[17]	—,,—	+	+	+
4. Измерение коэффициента отражения и поглощения при нормальном падении	[17]	—,,—	—	—	—
5. Измерение E компонент падающей и прошедшей волн	[19]	Максимальный размер «пятна» 10λ	—	+	—
6. Измерение кбв и положения пучностей и узлов	[20]	—,,—	+	+	—
7. Измерение коэффициента стоячей волны в волноводе	[21] [28]	1λ	+	+	—
8. Измерение ϵ с использованием трансформатора между образцом и антенной	[22]	10λ	—	+	+
9. Измерение ортогональных составляющих отраженного сигнала, их отношения и разности фаз	[24]	10λ	—	+	+
10. Измерение наклона фронта волны	[23]	50λ	+	+	+
11. Измерение затухания волны в волноводе со щелью	[25]	$(5-10) \cdot \lambda$	+	—	—
12. Измерение затухания поля в полосковой линии	[26]	$(5-10) \cdot \lambda$	+	—	+
13. Измерение фазы в линии поверхностных волн	[27]	1λ	+	+	—

Из анализа, приведенного в табл. 3, можно заключить, что методы с использованием накладных датчиков лучше удовлетворяют предъявляемым требованиям, однако имеют ряд существенных недостатков.

1. Не исключена возможность неоднозначных измерений.
2. Мала глубина контролируемого объема.

Таблица 3

диэлектрической проницаемости

Возможность перехода на частоту $< 1/2 f_p$ или $> 2f_p$	Ориентировочные габариты системы	Оценка скорости получения результата измерений	Степень сложности процесса измерения	Количество антенн	Необходимость в защите от СВЧ полей	Необходимость в применении безэховых камер	Примечания
—	(100-50- 5)·λ	Результат	1 Операция	2	+	+	
—	—, —	по гра- фику	5	2	+	+	
—	(50-50- 5)·λ	—, —	6—10	2	+	+	Точность измерения 5%
—	—, —	—, —	6	2	+	+	
—	—, —	—, —	6—10	2	+	+	
—	—, —	—, —	2	1	+	+	
—	(3-3-1)·λ	—, —	1	—	—	—	
—	(50-5-5)·λ	—, —	1	1	+	+	
—	(100-50- 5)·λ	Большой объем вычис- лений	7—10	3	+	+	
—	(50-5-5)·λ	Результат по гра- фикам	1	2	+	+	
—	(10-1-1)·λ	—, —	8	—	—	—	
+	(5-1-1)·λ	—, —	1	—	—	—	
—	(2-1-1)·λ	Зависит от ско- рости расчета	2	—	—	—	

3. Сравнительно невелика чувствительность к малым значениям диэлектрической проницаемости, так как эти методы больше реагируют на изменения диэлектрических потерь.

Выводы

1. Существование корреляционной зависимости между диэлектрической проницаемостью и механической прочностью делает возможным использование радиоволнового метода контроля прочности бетона.

2. Наиболее подходящим является метод, основанный на определении диэлектрической проницаемости в диапазоне СВЧ.

3. Известные в настоящее время методы для определения диэлектрической проницаемости не удовлетворяют требованиям, необходимым для создания прибора.

4. Разработка прибора наиболее перспективна с использованием способа накладных датчиков.

5. Необходимы большие по объему исследования для изучения влияния на вид корреляционных зависимостей таких параметров, как влажность, температура, марка бетона, тип наполнителя и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Долгополов Н. Н. и др. О диэлектрической проницаемости некоторых цементных бетонов. — ДАН СССР, 1972, т. 205, № 1, с. 154—156.
2. Михайлов Г. К. Исследование связи между диэлектрическими свойствами и прочностью на сжатие цементно-песчаных материалов. — Сб. трудов аспирантов Пермского политехнического института, 1970, № 100, с. 47—50.
3. Ким Л. А. и др. Некоторые вопросы методики исследования диэлектрических свойств бетонов и растворов. — Сб. научных трудов Пермского политехнического института, 1970, № 72, с. 125—129.
4. Крылов Н. А., Калашников В. А., Полищук А. М. Радиотехнические методы контроля качества железобетона. — М.—Л.: Стройиздат, 1966. — 379 с.
5. Ахвердов И. Н., Маргулис Л. Н. Неразрушающий контроль качества бетона по электропроводности. — Минск: Наука и техника, 1975. — 147 с.
6. Лещинский М. Ю., Скрамтаев Б. Г. Испытание прочности бетона и железобетона. 2-е изд. — М.: Стройиздат, 1973. — 272 с.
7. Джонс Р., Фэкзоару И. Неразрушающие методы испытания бетонов. Пер. с румынск. — М.: Стройиздат, 1974. — 296 с.
8. Методы неразрушающего контроля качества железобетонных конструкций. — Киев: Будівельник, 1972. — 60 с.
9. Потапов А. А., Савицкий Г. М. Прочность и деформативность стеклопластиков. — Л.: Стройиздат, 1973. — 145 с.
10. Нестеров В. М., Семенов В. С. Исследование корреляционной зависимости между электрическими характеристиками материалов и их механическими свойствами и создание прибора для неразрушающего контроля прочности бетона (отчет). Инв. № Б-315068. Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова. — Томск, 1973. — 58 с.
11. Нестеров В. М., Семенов В. С. Исследование корреляционной зависимости между электрическими характеристиками материалов и их механическими свойствами и создание прибора для неразрушающего контроля прочности бетона (отчет). Инв. № Б-379930. Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова. — Томск, 1974. — 120 с.
12. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. — М.: ГИТТЛ, 1949. — 500 с.
13. Богородицкий Н. П., Волокобинский Ю. М., Воробьев А. А., Тареев Б. М. Теория диэлектриков. — М.—Л., 1965. — 344 с.
14. Хиппель А. Р. Диэлектрики и их применение. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1959. — 336 с.
15. Трухин В. И. Введение в магнетизм горных пород. — М.: Изд-во МГУ, 1973. — 275 с.
16. Загоскин В. В., Замотринская Е. А., Нестеров В. М. К возможности определения механической прочности цементно-песчаных бетонов по измерению их диэлектрической проницаемости в диапазоне СВЧ. — Изв. вузов СССР. Строительство и архитектура, 1977, № 2, с. 146—149.
17. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. — 403 с.
18. Горонина К. А. и др. Определение диэлектрической проницаемости по изменению поляризации волны при отражении. — Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1966, т. 9, № 5, с. 975—979.

19. Бахтин В. Д. и др. Определение диэлектрической проницаемости по отношению E компонент отраженной и прошедшей волн. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1969, т. 12, № 6, с. 643—647.
 20. А. с. (СССР) № 62894 кл. G01 г 27/26. Способ определения диэлектрических коэффициентов и проводимости материалов при СВЧ/А. Беркман. — Оpubл. в Б. И., № 6.
 21. Vicg Gilbert. Конструкция СВЧ устройства для измерения проницаемостей в 10-сантиметровом диапазоне волн. — Сг. Acad. Sci., 1970, 270, № 17, В 1100—В 1102.
 22. А. с. (СССР) № 254593 кл. G01 г 27/26. Устройство для измерения диэлектрической проницаемости листовых материалов/Ю. С. Галанина и др. — Оpubл. в Б. И., 1969, № 32.
 23. Getting P. I. D. Определение свойств почв с помощью измерения наклона фронта волны. — Electronics letters., 1965, vol. 1, № 4, p. 106—107.
 24. А. с. (СССР) № 266875, кл. G01 г 27/26. Способ измерения комплексной диэлектрической проницаемости/В. Ф. Пасечник, В. Д. Кукуш. — Оpubл. в Б. И., 1970, № 12.
 25. Ludstrom I. M. et system for moisture measurement at microwave frequencies. Патент США № 3553573 кл. 324—58,5; G01 г 27/04. — опубл. 5.1.1971. — Официальный бюллетень по материалам патентного ведомства США, т. 882, № 1, с. 53.
 26. Kent M. Полосковые линии при измерении влажности в микроволновом диапазоне. — J. Microwave Power, 1972, 7, № 3, p. 185—193 (Пер. с англ. Экспресс-информации. Радиотехника СВЧ, 1973, № 3, реф. 12).
 27. Полищук В. К. Исследование поверхностных волн для измерения диэлектрической проницаемости неоднородных сред. — Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1966, т. 9, № 4, с. 681.
 28. Парватов Г. Н., Попов А. А., Семенов В. С. Сверхвысокочастотный метод контактного измерения диэлектрической проницаемости и проводимости материалов. — Метрология, 1976, № 9, с. 56—62.
-

СВЧ МЕТОД КОНТРОЛЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

А. В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ, О. Г. ЛАНСКАЯ

Многие методы измерения удельного сопротивления полупроводников основаны на измерении падения напряжения на некотором участке образца, через который пропускается ток. Однако точность измерений при этом невысока вследствие инжекции носителей заряда и возникновения в зоне контактов больших потенциальных барьеров, которые создают побочные эффекты и искажают результаты измерений [10].

Важным направлением при разработке новых методов измерения является использование токов СВЧ, так как осуществление индуктивной или емкостной связи измерительной схемы с образцом, помещенным в электромагнитное поле катушки или конденсатора [1], резонатора или волновода, позволяет устранить трудности, возникающие при использовании токовых контактов. Однако известные резонаторные [2—6] и волноводные способы [7, 8] бесконтактного измерения обеспечивают узкий диапазон измеряемых значений удельных сопротивлений.

Ниже описан резонаторный метод измерения удельного сопротивления материалов, имеющих $\rho \sim 10^{-5} \div 10^5$ Ом·см. Метод заключается в измерении изменения добротности резонатора квазистатического типа на запредельном волноводе со штырем при помещении в него исследуемого образца. Резонаторы квазистатического типа, как известно [9], являются более чувствительными к внесенным потерям, так как позволяют сконцентрировать электромагнитное поле в малом объеме. Конструкция СВЧ резонатора приведена в работе [11]. Образец размещается между штырем и стенкой резонатора, противоположный торец штыря образует регулируемый емкостной зазор. При измерении низкоомных материалов, частота диэлектрической релаксации ω которых меньше рабочей частоты резонатора ω , основное электрическое поле сосредоточено в емкостном зазоре. Образец при этом включен в максимум СВЧ тока как активное сопротивление. Добротность резонатора с полупроводником Q можно представить в виде

$$Q = \frac{R_p Q_0}{R_p + R_\phi},$$

где Q_0 — добротность резонатора без исследуемого полупроводника; R_p — сопротивление резонатора; R_ϕ — сопротивление полупроводника.

Удельное сопротивление низкоомного полупроводника можно определить по формуле

$$\rho = \frac{R_p (Q_0 - Q)}{Q} A, \quad (1)$$

где A — величина, зависящая от геометрических размеров образца и глубины скин-слоя [11].

При измерении высокоомных образцов, частота диэлектрической релаксации $\omega_{др}$ которых выше рабочей частоты резонатора, емкостной зазор замкнут. При этом основное электрическое поле концентрируется в образце. Удельное сопротивление высокоомного образца определяется по формуле

$$\rho = \frac{Q Q_0 \kappa}{(Q_0 - Q) \omega \varepsilon_0}, \quad (2)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость; ε_0 — диэлектрическая постоянная; κ — коэффициент включения высокоомного образца в СВЧ поле резонатора; $\kappa = \frac{1}{1 + c_p/c_\phi}$; c_p — емкость резонатора; c_ϕ — емкость образца.

Практически его можно определить из измерения добротности образца с известным удельным сопротивлением

$$\kappa = \frac{\Delta f_p - \Delta f}{\Delta f_n}, \quad \Delta f_n = \frac{1}{2\pi\rho\varepsilon_0},$$

где Δf_p — полоса резонатора с полупроводником; Δf — полоса пустого резонатора; Δf_n — полоса резонатора с полупроводником без учета потерь в стенках резонатора.

Измерения заключаются в следующем. Вначале измеряется добротность пустого резонатора Q_0 . Затем определяется Q при внесении образца в резонатор. По калибровочной кривой зависимости $Q = f(\rho)$ (рис. 1) определяется неизвестное удельное сопротивление образца. Калибровочная кривая строится по результатам измерения образцов с известными удельными сопротивлениями, либо путем расчета по ранее приведенным формулам (1) и (2). Для низкоомной ветви кривой характерна прямая пропорция между Q и $1/\sqrt{\rho}$, для высокоомной — между Q и ρ . При $\rho = \frac{1}{\omega\varepsilon_0}$ добротность равна 1, что соответствует минимуму кривой зависимости $Q = f(\rho)$. Пределы измерений ограничены добротностью резонатора Q_0 , которая зависит от омических потерь в стенках резонатора. Следовательно, для резонатора из меди нижний предел диапазона измеряемых значений удельных сопротивлений ограничен величиной удельного сопротивления меди, равной $1,5 \cdot 10^{-6}$ Ом·см, верхний — величиной, обратной нижнему предельному значению, равному $6 \cdot 10^5$ Ом·см (при полном включении образца, то есть $\kappa \sim 1$ и высокой собственной добротности резонатора Q_0). Следует отметить возможность применения данного способа для измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок различной толщины на изолирующих или проводящих подложках.

Результаты измерений, проведенных на целом ряде образцов германия марок ГДГ-1, ГЭС-0,1, ГДГ-0,01, ГДГ-0,05, ГДГ-0,005 с удельными сопротивлениями соответственно 1; 0,1; 0,01; 0,05; 0,005; сурьмянистого индия; халькогенидов кадмия и ртути, олова и свинца; кремния, арсенида галлия, алюминия, никеля и эпитаксиальных пленок кадмиевого теллурида ртути на сапфировых подложках обнаружили хорошее совпадение расчетной кривой с экспериментальными данными (рис. 1).

Основным источником погрешностей этих измерений являлась ошибка в измерении добротности резонатора, не превышающая $15 \div 20\%$. При высокой собственной добротности резонатора и малых относительных изменениях добротности резонатора при внесении образца более удобным является измерение коэффициента пропускания резонатора.

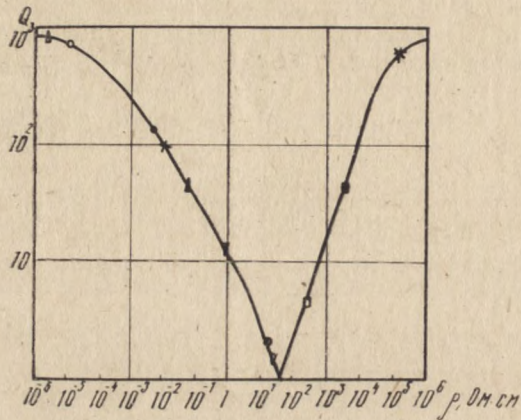


Рис. 1. Зависимость добротности резонатора от удельного сопротивления полупроводникового материала:

●	— InSb	$(5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см})$
×	— $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$	$(10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см})$
▲	— $\text{Sn}_x \text{Pb}_{1-x} \text{Te}$	$(7 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см})$
▼	— Ge	$(1 \cdot 10^0 \text{ Ом} \cdot \text{см})$
○	— Si	$(1,7 \cdot 10^1 \text{ Ом} \cdot \text{см})$
□	— Si	$(2 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см})$
■	— Si	$(3 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см})$
*	— Si	$(1,6 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см})$
△	— Al	$(3 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см})$
○	— Ni	$(7,2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см})$
▽	— эпитаксиальная пленка $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ на сапфире	$(3 \cdot 10^1 \text{ Ом} \cdot \text{см})$

Таким образом, предлагаемый способ измерения удельного сопротивления позволяет проводить измерения полупроводников и полупроводниковых пленок в широком диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Павлов Л. П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высшая школа, 1975, с. 206.
2. Ковтонюк И. Ф., Концевой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. — М.: Metallurgy, 1970, с. 432.
3. Иремашвили Д. В., Леонтьев Н. И. — Приборы и техника эксперимента, 1969, № 6, с. 191—193.
4. Берлинер М. А. — Приборы и системы управления, 1970, № 1, с. 19—22.
5. Гуса В., Квасил Б. — Радиотехника и электроника, 1960, № 5, с. 5—11.
6. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю., Попов Ю. В. — Заводская лаборатория, 1977, т. 43, № 12, с. 1494—1497.

7. Давыдов А. Б., Арапов Ю. Г. — Приборы и техника эксперимента, 1967, № 6, с. 113—119.
 8. Гершензон Е. Н., Литвак-Горская Л. Б., Плохова Л. А., Зарубина Т. С. — В сб.: Полупроводниковые приборы и их применение. М.: Сов. радио, 1970, вып. 23, с. 3—48.
 9. Левдикова Т. Л. — Изв. вузов СССР. Физика, 1971, № 1, с. 88—91.
 10. Концевой Ю. А. — Приборы и техника эксперимента, 1965, № 1, с. 5—16.
 11. Войцеховский А. В., Ланская О. Г., Лиленко Ю. В., Подмарьков Б. И. — В сб.: Распространение радиоволн и элементы систем передачи и извлечения информации. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1978, с. 60—63.
-

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Н. Н. КАБЛОВ, В. К. КАТАНУХИН, А. И. САФРОНОВ

В настоящее время все большее применение находят бесконтактные методы измерения электрофизических параметров материалов. Устройства, разработанные для измерения диэлектрической проницаемости, тангенса потерь и удельного сопротивления образцов цилиндрической формы, описанные в работах [1—4], не нашли широкого распространения ввиду недостатков, ограничивающих область их применения, таких как: малая производительность измерений, невысокое пространственное разрешение, недостаточная точность измерений, узкий диапазон измеряемых ϵ , $\operatorname{tg} \delta$, ρ и т. д.

В данной работе приведено описание установки, лишенной этих недостатков за счет применения в качестве измерительного датчика торoidalного резонатора с полым внутренним стержнем (рис. 1). Приме-

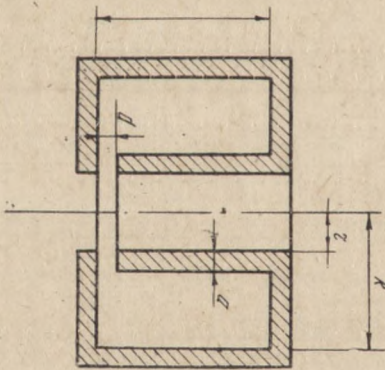


Рис. 1. Схематичный вид резонатора

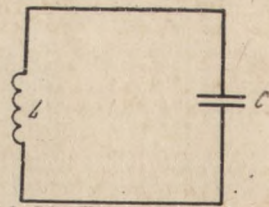


Рис. 2. Эквивалентная схема квазистатического резонатора

няемый резонаторный метод позволяет проводить измерения с большой точностью и высоким пространственным разрешением. Исследуемый материал помещается в полый стержень. Его взаимодействие с СВЧ полем резонатора осуществляется за счет краевого поля кольцевого емкостного зазора резонатора.

Принцип работы устройства основан на измерении изменения добротности и частоты резонатора при помещении в него исследуемого материала. Найдем связь между параметрами резонатора и параметрами образца.

Для резонатора, который используется в данной установке, выполняются условия квазистатичности. Его эквивалентная схема может

быть представлена колебательным контуром (рис. 2), частота которого определяется как

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad (1)$$

где L — сосредоточенная индуктивность, роль которой играет цилиндрическая поверхность резонатора; C — емкость резонатора, сосредоточенная в области зазора между стержнем и торцевой стенкой резонатора.

Индуктивность резонатора определяется выражением [5]

$$L = 2\mu_0 l \ln \frac{R}{r+a}, \quad (2)$$

где l — высота; R — радиус резонатора; r — радиус отверстия штыря; a — толщина стенки штыря.

Емкость резонатора может быть представлена суммой емкостей

$$C = C_0 + C_\delta + C_K, \quad (3)$$

где C_0 — емкость между торцом полого стержня и стенкой резонатора; C_δ — емкость, образованная боковой поверхностью стержня; C_K — краевая емкость на внутреннем и внешнем периметрах торца стержня.

Торцевая емкость C_0 вычисляется по формуле плоского конденсатора

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 a (r+a/2)}{2d}, \quad (4)$$

где d — зазор между торцом стержня и стенкой резонатора. Боковую емкость можно записать в виде [5]

$$C_\delta = \varepsilon_0 \frac{r+a}{\pi} \ln \frac{l}{d}. \quad (5)$$

Краевая емкость определяется выражением [7]

$$C_K = C_{K1} + C_{K2} = \frac{\varepsilon_0 r}{4\pi} \left(1 + \ln \frac{2\pi a}{d} \right) + \frac{\varepsilon_0 (r+a)}{2\pi} \left(1 + \ln \frac{\pi a}{d} \right), \quad (6)$$

где C_{K1} и C_{K2} — краевые емкости соответственно на внутреннем и внешнем периметрах торца стержня резонатора.

При внесении в рабочую полость резонатора образца с диэлектрической проницаемостью ε , собственная частота резонатора определяется выражением:

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L(C_0 + C_\delta + C_{K2} + \varepsilon C_{K1})}}. \quad (7)$$

Выразив из этого выражения ε , получим:

$$\varepsilon = \left[\frac{1}{f^2} - \frac{1}{f_0^2} \right] \frac{1}{4\pi L C_{K1}} + 1. \quad (8)$$

где f и f_0 — собственные частоты резонатора с диэлектриком и без него.

Относительная погрешность измерения диэлектрической проницаемости определяется погрешностью измерения ухода частоты резонатора δf и равна

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon - 1} = \frac{2f_0^2}{f_0^2 - f^2} \cdot \frac{\delta f}{f}. \quad (9)$$

Определение тангенса диэлектрических потерь основано на изменении измерения добротности резонатора при внесении в него исследуемого материала.

Резонатор, включенный на проход, характеризуется коэффициентом передачи по мощности в момент резонанса

$$T = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}, \quad (10)$$

где $\beta_1 = \frac{Q}{Q_{m_1}}$, $\beta_2 = \frac{Q}{Q_{m_2}}$ — коэффициенты связи входной и выходной линий с резонатором; Q , Q_{m_1} и Q_{m_2} — собственная и внешние добротности резонатора.

Если прошедшая через резонатор мощность детектируется с помощью квадратичного детектора, то напряжение, снимаемое с нагрузки детектора, равно

$$U = sR_nPT, \quad (11)$$

где s — токовая чувствительность детектора; R_n — сопротивление нагрузки; P — мощность, поступающая с СВЧ генератора.

Отношение напряжения U , снимаемого с нагрузки детектора в случае резонатора с исследуемым материалом, к напряжению U_0 в случае пустого резонатора будет равно

$$\frac{U}{U_0} = \frac{(1 + \beta_{01} + \beta_{02})^2}{\left(\frac{Q_0}{Q} + \beta_{01} + \beta_{02}\right)^2}, \quad (12)$$

где Q — добротность резонатора с образцом, связанная с тангенсом диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ этого образца соотношением

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} + K \operatorname{tg} \delta}, \quad (13)$$

где K — коэффициент включения образца, равный

$$K = \frac{\varepsilon C_{K_1}}{C_0 + C_\delta + C_{K_2} + \varepsilon C_{K_1}}. \quad (14)$$

Подставив соотношение (13) в (12), выразим тангенс диэлектрических потерь вещества:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(1 + \beta_{01} + \beta_{02})}{KQ_0} (\sqrt{U_0/U} - 1). \quad (15)$$

Относительная погрешность измерения запишется следующим образом:

$$\frac{\Delta \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta} = \frac{1}{2(1 - \sqrt{U_0/U})} \cdot \frac{\delta U}{U}. \quad (16)$$

При исследовании полупроводниковых слитков, связь удельного сопротивления с характеристиками резонатора может быть получена из соотношения

$$Q_n = \frac{\varepsilon_\omega \omega}{4\pi} \rho_\omega, \quad (17)$$

где ε_ω и ρ_ω — диэлектрическая проницаемость и удельное сопротивление полупроводника на частоте ω . Откуда ρ_ω с учетом соотношения (15) будет иметь вид

$$\rho_\omega = \frac{4\pi Q_0 K}{(1 + \beta_{01} + \beta_{02}) (\sqrt{U_0/U} - 1) \varepsilon_\omega \omega}. \quad (18)$$

Для измерения жидких диэлектриков в полость стержня необходимо ввести диэлектрический стакан. Краевая емкость C_{K_1} в этом случае

может быть представлена в виде плоского конденсатора со слоистой структурой, как на рис. 3. Эквивалентная схема такого конденсатора представлена на рис. 4, где C_1' , C_1 — емкости стенок диэлектрического стакана, включенные соответственно последовательно и параллельно емкости C_2 , образуемой исследуемой жидкостью.

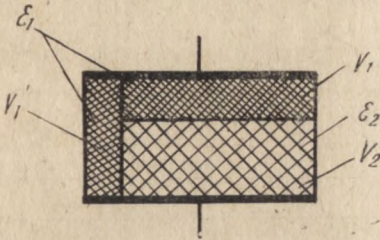


Рис. 3. Эквивалентное представление краевой емкости резонатора с помещенными в него диэлектрическим стаканом и жидкостью плоским конденсатором

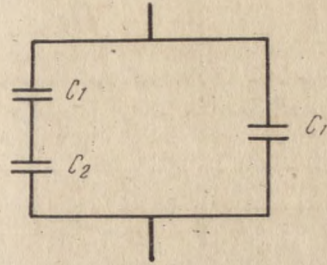


Рис. 4. Эквивалентная схема краевой емкости $C_{к1}$, резонатора с диэлектрическим стаканом и жидкостью

Эффективная диэлектрическая проницаемость такой структуры может быть записана в виде [6]

$$\varepsilon^+ = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \Theta (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \cdot \frac{1}{1 + \Theta_1'} + \frac{\varepsilon_1 \Theta_1'}{1 + \Theta_1'}, \quad (19)$$

где ε_1 — диэлектрическая проницаемость стакана; ε_2 — исследуемой жидкости; $\Theta_1 = \frac{V_1}{V_1 + V_2}$ и $\Theta_1' = \frac{V_1'}{V_1 + V_2}$; V_1 , V_1' и V_2 — соответственно эффективные объемы, занимаемые диэлектрическим стаканом и жидкостью в $C_{к1}$ (рис. 3). Выразив из (19) ε_2 , получим:

$$\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_1 [\varepsilon^+ - \Theta_1' (\varepsilon^+ - \varepsilon_1)] (1 - \Theta_1)}{\varepsilon_1 - \Theta_1 [\varepsilon^+ + \Theta_1' (\varepsilon^+ - \varepsilon_1)]}. \quad (20)$$

Так как распределение поля в емкостном зазоре неизвестно, то коэффициенты Θ_1' и Θ_1 необходимо определить экспериментально. Для этого необходимо провести измерение ε^+ , определенной по соотношению (8), для двух жидкостей с известной диэлектрической проницаемостью ε_2 , и решая два уравнения (20) относительно двух неизвестных, находятся Θ_1 и Θ_1' .

Зависимость $\Delta f = f_0 - f$ от ε_2 показана на рис. 5. На этом же рисунке приведена зависимость Δf от ε для диэлектриков цилиндрической формы по соотношению (8).

Коэффициент включения жидкости в поле резонатора может быть представлен в виде

$$K = \frac{C_{к1} \frac{(1 - \Theta_1) \varepsilon^{2*}}{(1 - \Theta_1') \varepsilon^2}}{C_0 + C_\delta + C_{к2} + \varepsilon^+ C_{к1}}, \quad (21)$$

где $\varepsilon^* = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \Theta_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$.

Зависимости коэффициента включения от ε , вычисленные по формулам (14) и (21), представлены на рис. 6. На рис. 7 изображена зависимость $\text{tg} \delta$ и ρ от U/U_0 . Как видно из рисунка, диапазон измерения этих параметров зависит от точности измерения U , добротности и коэффициента включения.

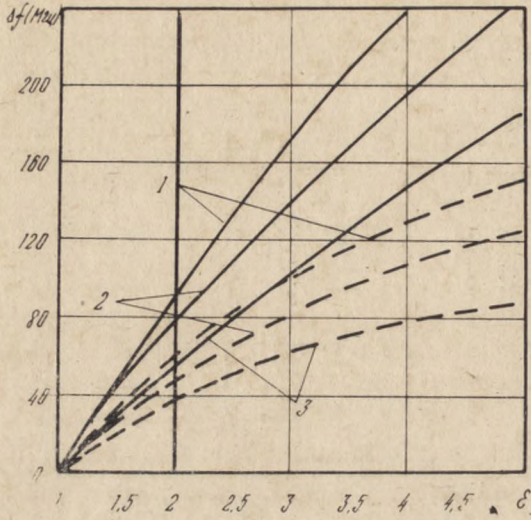


Рис. 5. Зависимость Δf от ϵ для различных зазоров d между штырем и стенкой резонатора (1— $d=22$ мм, 2— $d=1,5$ мм, 3— $d=1$ мм): — для резонатора с диэлектрическим стаканом; — для резонатора без диэлектрического стакана

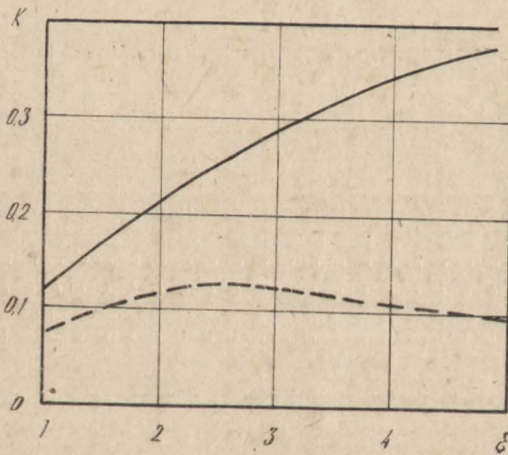


Рис. 6. Зависимость коэффициента включения K от величины ϵ : — для резонатора без диэлектрического стакана; — для резонатора с диэлектрическим стаканом

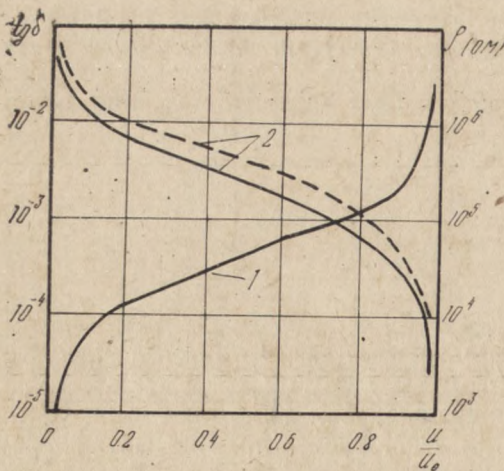


Рис. 7. Зависимость удельного сопротивления и тангенса диэлектрических потерь от относительной величины сигнала на нагрузке детектора: 1 — для ρ ; 2 — для $\text{tg}\delta$. — для резонатора с диэлектрическим стаканом; — для резонатора без диэлектрического стакана

Описание установки

Установка предназначена для измерения диэлектрической проницаемости, тангенса потерь и удельного сопротивления диэлектрических, полупроводниковых стержней и жидких диэлектриков.

Блок-схема установки представлена на рис. 8. Она содержит: СВЧ генератор, работающий в диапазоне $1100 \div 1800$ Мгц, развязывающий вентиль; СВЧ резонатор с перестраиваемой частотой, СВЧ детектор; генератор пилообразного напряжения (ГПН); схему регистрации ϵ , схему регистрации $\operatorname{tg} \delta$; стрелочный прибор, блок питания схем.

При измерении диэлектрической проницаемости переключатель режимов работы В-1 находится в положении I. При этом генератор работает в режиме свипирования частоты посредством подаваемого на варикап пилообразного напряжения от ГПН. СВЧ мощность поступает с генератора через развязывающий вентиль и петлю связи в резонатор. Прошедший через резонатор СВЧ сигнал детектируется и поступает на схему регистрации ϵ . На эту же схему поступает импульс синхронизации, формируемый блоком ГПН. В схеме регистрации ϵ временной интервал между резонансной кривой и импульсом синхронизации, фиксирующим момент окончания пилообразного напряжения, преобразуется в постоянное напряжение, пропорциональное величине этого временного интервала. Это напряжение подается на дифференциальный усилитель, на другой вход которого через потенциометр «нуль» подается постоянное стабилизированное напряжение. Разностное напряжение усиливается и через потенциометр «калибровка 1» поступает на стрелочный прибор.

При измерении $\operatorname{tg} \delta$ переключатель В-1 переводится в положение II. Генератор СВЧ работает в режиме непрерывной генерации с плавной перестройкой частоты стабилизированным напряжением, подаваемым на верикап через потенциометры «частота грубо», «частота точно». Постоянное напряжение с СВЧ детектора поступает на схему измерения $\operatorname{tg} \delta$, которая содержит усилитель постоянного тока с регулируемым коэффициентом усиления посредством потенциометра «калибровка 2» и регулировкой нуля схемы потенциометром «нуль 2». Усиленное напряжение через переключатель калибровочных сопротивлений подается на стрелочный прибор.

Экспериментальная часть

На данной установке проводились измерения диэлектрической проницаемости, тангенса потерь нефти и ее производных. Результаты этих измерений приведены в таблице. Прибор удобен для измерения влагосодержания веществ. Экспериментально снималась зависимость ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ трансформаторного масла от концентрации воды в нем. Минимальная концентрация воды в масле, измеряемая прибором, составляет 0,06%.

Измерялось также распределение удельного сопротивления полупроводниковых стержней по длине. На рис. 9 показано распределение ρ по длине стержня диаметром 15 мм, измеренное с помощью 2-зондового метода и на данной установке.

Из графика видно, что данная установка позволяет получить более подробную информацию о распределении ρ вдоль стержня.

При измерении распределения $\operatorname{tg} \delta$ и ρ по длине стержней диаметром меньше, чем диаметр отверстия в резонаторе, необходимо определить коэффициент включения K по известному удельному сопротивлению торца стержня.

Жидкость	$\text{tg}\delta$ (показ. шкалы)	$\text{tg}\delta$	ε (показ. шкалы)	ε	ε табличное
Нефть					
Месторождение					
Русское	490	0,0048	740	2,33	
Солымское	410	0,0062	670	2,15	
Тюмень Заполярная	300	0,0091	680	2,2	
Усть-Балыкское, скв. 487	175	0,015	740	2,33	
Усть-Балыкское, скв. 293	229	0,012	695	2,23	
Правдинское	145	0,018	700	2,25	
Мамонтовское	225	0,012	705	2,27	
Тепловское	375	0,007	710	2,26	
Производные нефти:					
Гептан	990		565	1,93	1,92
Гексан	1000	—	555	1,9	1,89
4-хлористый углерод	980	0,0001	690	2,22	2,238
Толуол	480	0,049	760	2,38	2,38
ПСМ-200	293	0,091	915	2,75	2,6—28

При калибровке датчика по соотношению (8), которое согласуется с экспериментальными результатами с точностью не хуже 4%, общая погрешность измерения ε составляет 5—6%.

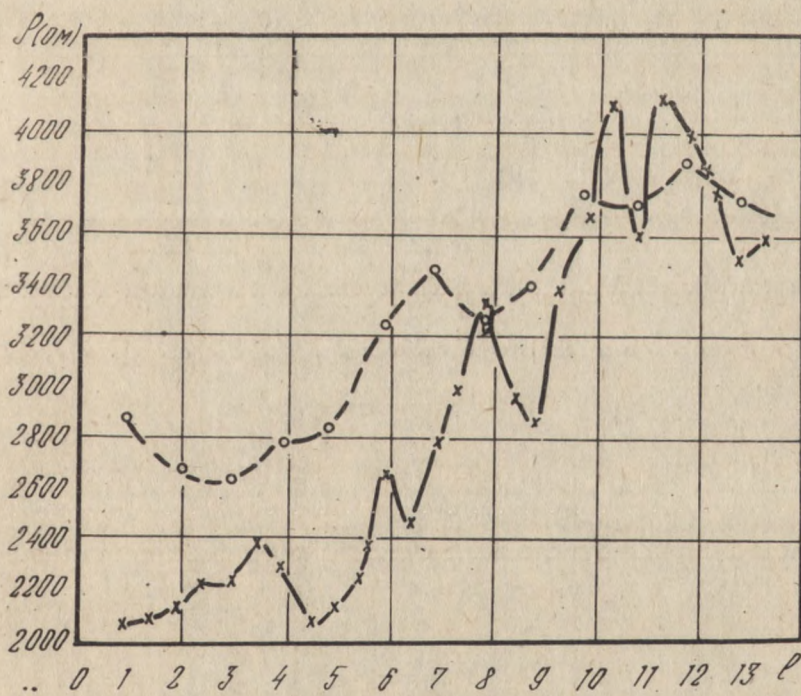


Рис. 9. Зависимость удельного сопротивления по длине стержня, снятая: — на СВЧ датчике; — — — 2-зондовым методом

Погрешность измерения $\text{tg}\delta$ определяется точностью измерения собственной добротности Q_0 резонатора и определения коэффициента включения K . Поэтому при калибровке прибора по соотношению (15) погрешность измерения достигает 8—10%.

Калибровка установки может быть проведена по эталонным образцам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cerny L., Cihelka I., Husa V. Die Kontaktlose Messung der Leitfähigkeit von Silizium und deren Typbestimmung. «Elektrotechnik und Maschinenbau», 1963, 80, № 8, p. 184—189.
 2. Алексеева Н. А., Солоухин Н. Г., Ягудин Г. Х. Измерение диэлектриков на СВЧ. — Электроника СВЧ. Сер. 1, 1975, вып. 15, с. 68—73.
 3. Ковтонюк Н. Ф., Концевой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. — М.: Металлургия, 1970. — 432 с.
 4. Павлов Л. П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высшая школа, 1975. — 205 с.
 5. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. — М.: Советское радио, 1955. — 341 с.
 6. Тареев В. П. Электрорадиоматериалы. — М.: Высшая школа, 1978. — 355 с.
 7. Пальмер Н. Б. Емкость плоского конденсатора. — Электричество, 1937, № 14, с. 55—59.
-

СВЧ РЕЗОНАТОРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Г. Н. ДАНИЛОВ, А. С. ПЕТРОВ

В работе [1] описано устройство для бесконтактного измерения удельного сопротивления и времени жизни неравновесных носителей заряда полупроводниковых материалов.

Настоящая работа посвящена исследованию этого устройства в режиме фотомодуляции проводимости полупроводника. В результате проведенного исследования показана возможность измерения бесконтактным способом концентрации или подвижности свободных носителей заряда в высокоомных полупроводниковых материалах.

Обоснование методики измерений

Измерение электрофизических параметров полупроводниковых материалов бесконтактным способом основано на регистрации потерь, вносимых исследуемым образцом в СВЧ резонатор. СВЧ мощность, прошедшая через резонатор, включенный на проход, связана с параметрами резонатора на собственной частоте соотношением [2]

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пад}} \frac{4Q_{\Sigma}^2}{Q_1 Q_2 \left(1 + \frac{Q_{\Sigma}}{Q_1} + \frac{Q_{\Sigma}}{Q_2}\right)}, \quad (1)$$

где $P_{\text{пад}}$ — СВЧ мощность, поступающая на резонатор; Q_{Σ} — добротность резонатора с полупроводником; Q_1, Q_2 — добротности элементов связи со стороны генератора и детектора.

Для полупроводникового материала, частота диэлектрической релаксации которого значительно меньше собственной частоты резонатора, его проводимость совпадает с проводимостью на постоянном токе [3]. Это дает возможность исследуемый полупроводниковый образец представить в виде эквивалентной параллельной RC-цепочки, добротность которой равна

$$Q_{\Pi} = \frac{\varepsilon_0 \omega}{4\pi\sigma_0} = \frac{\varepsilon_0 \rho_0 f_0}{2}, \quad (2)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная полупроводникового образца; f_0 — собственная частота резонатора; $\sigma_0 = 1/\rho_0$ — удельная проводимость на постоянном токе. С учетом (2) и для случая слабых связей ($Q_1, Q_2 \gg Q_{\Sigma}$) выражение (1) преобразуется к виду

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пад}} \frac{4Q_p^2 Q_{\Pi}^2}{Q_1 Q_2 (Q_{\Pi} + \kappa Q_p)^2} = P_{\text{пр}0} \frac{Q_{\Pi}^2}{(Q_{\Pi} + \kappa Q_p)^2}, \quad (3)$$

где $P_{\text{пр}0}$ — СВЧ мощность, прошедшая через пустой резонатор. Из выражений (2) и (3) определяется диапазон сопротивлений полупроводникового материала

$$1 \ll Q_{\text{п}} \ll \kappa Q_{\text{р}}. \quad (4)$$

Для кремниевых пластин и для частоты резонатора 1,5 ГГц и добротности $2 \cdot 10^3$, $\kappa = 1$ из условия (4) следует $\rho_{\text{min}} = 500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_{\text{max}} \approx \approx 3 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Для полупроводникового материала, удельное сопротивление которого удовлетворяет условию (4), выражение (3) преобразуется к виду

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}0} \frac{\varepsilon_0^2 f_0^2}{4\kappa^2 Q_{\text{р}}^2} \cdot \rho^2. \quad (5)$$

Таким образом, измерение удельного сопротивления сводится к измерению прошедшей через резонатор СВЧ мощности. При освещении исследуемого полупроводника короткими импульсами света происходит модуляция прошедшей через резонатор СВЧ мощности. Глубина модуляции СВЧ мощности равна при условии $Q_{\text{п}} \ll \kappa Q_{\text{р}}$:

$$\Delta P = 2P_{\text{пр}} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \quad (\text{при } \Delta \sigma \ll \sigma_0). \quad (6)$$

Для полупроводника n -типа с монополярной фотопроводимостью выражение (6) преобразуется к виду:

$$\Delta P = 2P_{\text{пр}} \frac{\Delta n}{n}, \quad (7)$$

где Δn — концентрация носителей, возбуждаемых светом; n_0 — концентрация свободных носителей.

Величина неравновесной концентрации свободных носителей связана с характеристиками оптического импульса соотношением:

$$\Delta n = \eta \frac{P_{\text{имп}}}{h\nu \cdot V} \tau_{\text{имп}}, \quad (\tau_{\text{имп}} \ll \tau_n, \tau_p), \quad (8)$$

где η — квантовая эффективность исследуемого полупроводника; $P_{\text{имп}}$ — мощность импульса; $h\nu$ — энергия фотонов, соответствующая области собственного поглощения; V — объем полупроводника, находящегося в измеряемой области; $\tau_{\text{имп}}$ — длительность оптического импульса; τ_n, τ_p — времена жизни электронов и дырок.

В случае, когда $\tau_{\text{и}} \gg \tau_n, \tau_p$, величина сигнала зависит от времени жизни свободных носителей, а для тонких полупроводниковых пластин и от скорости поверхностной рекомбинации. Таким образом, для случая модуляции проводимости исследуемого полупроводника короткими импульсами ($\tau_{\text{и}} \ll \tau_n, \tau_p$) исключается влияние параметров поверхности на результаты измерений. После подстановки (8) в (7) при условии $Q_{\text{п}} \ll \kappa Q_{\text{р}}$ получаем:

$$n = 2 \frac{P_{\text{пр}}}{\Delta P} \cdot \frac{\eta P_{\text{имп}} \cdot \tau_{\text{имп}}}{h\nu \cdot V}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что измерение концентрации свободных носителей заряда исследуемого полупроводника сводится к измерению глубины модуляции, прошедшей через резонатор СВЧ мощности.

Для оценки предельного значения концентрации, которое может быть измерено фотомодуляционным методом с резонатором на проход, определим пороговую чувствительность сигнала фотомодуляции по отношению к шумам схемы. Напряжение импульсного сигнала на сопротивление нагрузки детектора $R_{\text{н}}$ равно $U_{\text{с}} = S \cdot \Delta P \cdot R_{\text{н}}$, где S — вольт-ваттная чувствительность детектора, а напряжение шумов на $R_{\text{н}}$ определяется собственными шумами детектора и видеоусилителя [4]:

$$U_{\text{ш}}^2 = 4\kappa T R_{\text{н}} (F + n - 1) \cdot \Delta f, \quad (10)$$

где F — коэффициент шума видеоусилителя; n — относительная шумовая температура детектора. Приравняв напряжение сигнала и шума и подставив из (7) значение ΔP , а из (8) — значение Δn , получим

$$\frac{\eta P_{\text{пор}} \tau_{\text{имп}}}{h\nu \cdot V \cdot n \cdot \sqrt{\Delta f}} = \sqrt{\frac{\kappa T (F + n - 1)}{I_0^2 R_n}}, \quad (11)$$

где $I_0 = SP_{\text{пр}}$ — постоянная составляющая тока детектора. Отсюда получаем предельное значение концентрации

$$n = \eta \frac{P_{\text{пор}}}{\sqrt{\Delta f}} \cdot \frac{\tau_{\text{имп}} \cdot I_0}{h\nu \cdot V} \sqrt{\frac{R_n}{\kappa T (F + n - 1)}}. \quad (12)$$

Для кремниевых фоторезисторов при $P_{\text{пор}}/\sqrt{\Delta f} = 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2}, $\tau_{\text{имп}} = 10^{-7}$ с, $V = 2,5 \cdot 10^{-4}$ см³, $\lambda_{\text{света}} = 0,91$ мкм, $I_0 = 10^{-3}$ А, $R_n = 400$ Ом, $T = 300$ К, $(F + n - 1) = 3$ предельное значение концентрации, вычисленное по этой формуле, составляет $\sim 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

В случае высокоомных полупроводников, для которых $Q_p \gg \kappa Q_p$, данным способом измерить удельное сопротивление не удастся, так как величина СВЧ мощности, прошедшей через резонатор, не зависит от добротности полупроводника. Однако в этом случае при модуляции проводимости полупроводника оптическими импульсами величина сигнала равна

$$\Delta P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}} \cdot \frac{2\kappa Q_p}{Q_p} \cdot \frac{\Delta \sigma}{\sigma_T} \quad (13)$$

или
$$\Delta P_{\text{пр}} = P_{\text{пр}} \frac{4\kappa \Delta \sigma}{\varepsilon \cdot \Delta f}. \quad (14)$$

Для полупроводника с монополярной фотопроводимостью, подставляя значение $\Delta \sigma = q \cdot \mu \cdot \Delta n$ и Δn из (8) в (14), получим

$$\mu = \frac{\Delta P_{\text{пр}}}{4P_{\text{пр}}} \cdot \frac{\varepsilon_0 f_0}{\kappa Q_{p0}} \cdot \frac{h\nu \cdot V}{\eta \cdot q \cdot P_{\text{имп}} \cdot \tau_{\text{имп}}}. \quad (15)$$

Таким образом, в случае сверхвысокоомных полупроводниковых материалов, для которых не удастся измерить удельное сопротивление, фотомодуляционным методом можно измерить подвижность свободных носителей. Время жизни неравновесных носителей измеряется по спаду сигнала фотопроводимости в ε раз при засветке образца прямоугольными импульсами света.

С помощью установки, описанной в [1], можно также исследовать частотную зависимость сигнала фотопроводимости, спектра шумов фоторезисторов и их пороговой чувствительности по отношению сигнал/шум. В данном случае для выделения шумов фоторезистора используется схема с синхронным балансным детектором, позволяющая избавиться от амплитудных и фазовых флуктуаций СВЧ генератора [7].

Описание установки и результаты эксперимента

Блок-схема устройства для измерения электрофизических параметров (ρ , n , μ , $\tau_{\text{эф}}$) полупроводниковых материалов приведена на рис. 1. В качестве датчика электрофизических параметров используется измерительный резонатор на запредельном волноводе с индуктивным штырем [5]. Резонатор изготовлен из отрезка волновода сечением 58×25 мм², что позволяет исследовать полупроводниковые шайбы диаметром до 58 мм. Индуктивный штырь закреплен на гибкой медной диафрагме, обеспечивающей плавную регулировку величины емкост-

ного зазора. Диаметр штыря определяет пространственное разрешение и равен 1 мм. Добротность пустого резонатора 2000, диапазон перестройки частоты 1000—1800 МГц. Элементы связи выполнены в виде индуктивных витков. В нижней стенке волновода соосно со штырем выполнено отверстие, перекрытое мелкоструктурной сеткой, обеспечивающей однородность СВЧ поля в измерительном зазоре. Для исключения режима затягивания СВЧ генератора резонатором между ними

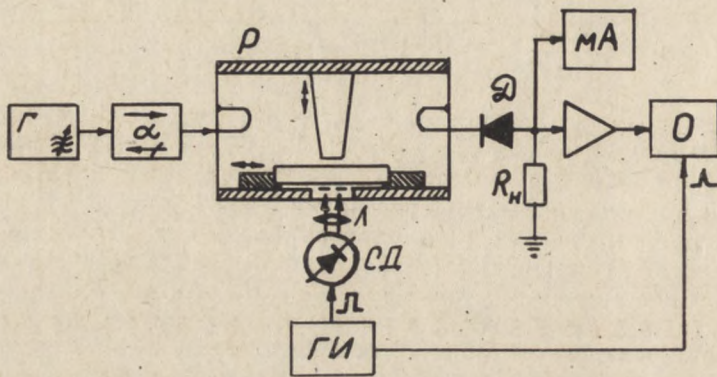


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения ρ , n , μ , $\tau_{\text{эф}}$ по сигналу фотопроводимости

включен развязывающий вентиль. Измерение удельного сопротивления на данном устройстве производится следующим образом. Через открытый конец волновода вводят исследуемый полупроводниковый образец. СВЧ генератор настраивают на частоту резонатора с образцом и измеряют прошедшую через него мощность. Поскольку детектор D квадратичный, то уровень мощности регистрируют по току детектора миллиамперметром. Измерения проводились на кремниевых шайбах диаметром 30 мм, толщиной 500 мкм. Поверхность образцов механически полированная. Аналогичным образом на той же частоте замеряют прошедшую СВЧ мощность через пустой резонатор. Вычисление ρ в локальной точке производят по формуле (5). Коэффициент включения вычисляют по уходу частоты резонатора при размещении в емкостном зазоре исследуемого образца по формуле

$$\kappa = \frac{\kappa_3^2 C_{\Pi}}{(C_6 + \kappa_3 C_{\Pi})},$$

где $\kappa_3 = \frac{C_3}{C_3 + C_{\Pi}}$; C_3 — емкость зазора между полупроводниковым

образцом и торцом штыря; C_{Π} — емкость локальной области полупроводника под торцом штыря; C_6 — боковая емкость штыря, определяемая по формуле, данной в работе [8].

Для измерения концентрации свободных носителей заряда использовался светодиод, работающий на длине волны 0,91 мкм. Модуляция светодиода осуществлялась генератором прямоугольных импульсов (Г5—15). Измерение мощности оптических импульсов осуществлялось с помощью калиброванного фотодиода. Сигнал модуляции после детектирования и усиления поступает на вход осциллографа (С1—65). Амплитуда сигнала измеряется визуально. Концентрация свободных носителей заряда в локальной области полупроводника вычисляется по формуле (9). Длительность оптических импульсов составляла 200 нс, что обеспечивало выполнение условия $\tau_{\text{имп}} \ll \tau_{\text{эф}}$. Эффективное время

жизни измерялось по спаду сигнала фотопроводимости. После измерения электрофизических параметров в данной локальной области исследуемую шайбу перемещают и таким образом измеряют распределение параметров по диаметру образца. Результаты измерений ρ и n приведены на рис. 2. Измеренные значения электрофизических параметров совпадают с соответствующими значениями, измеренными зондовым и холловским методами, с точностью 20%.

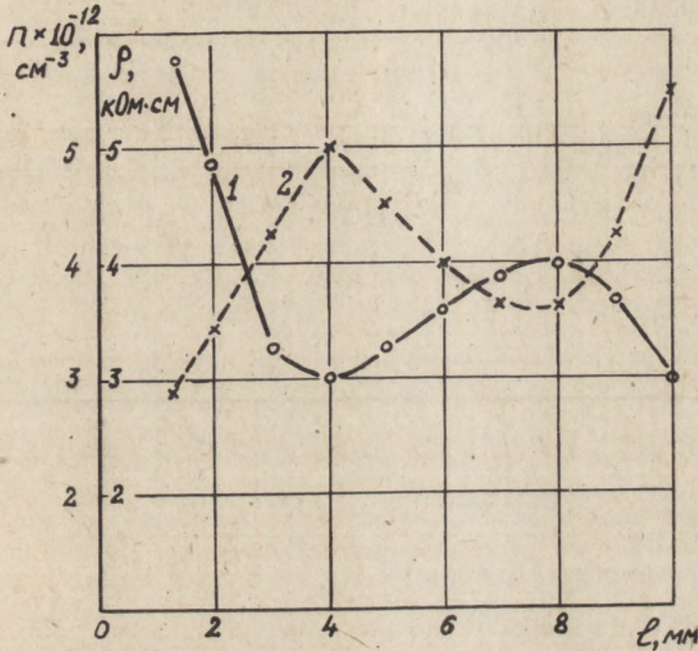


Рис. 2. Распределение удельного сопротивления (кривая 1) и концентрации (кривая 2) по диаметру пластины высокоомного кремния

Таким образом, проведенные исследования показали, что устройство для измерения ρ и $\tau_{\text{эф}}$ в режиме фотомодуляции можно применять для измерения концентрации свободных носителей заряда. Использование коротких оптических импульсов исключает влияние параметров поверхности на результаты измерений. Данное устройство может быть реализовано на основе прибора ИПК-1 [6].

Исследование частотной зависимости сигнала фотопроводимости и спектра шумов фоторезисторов проводилось на установке, блок-схема которой представлена на рис. 3. В качестве генератора использовался триодный СВЧ генератор в модульном исполнении, работающий на частоте 3000 МГц. Резонатор собран на запредельном волноводе сечением $25,5 \times 12,6 \text{ мм}^2$ с поперечным индуктивным штырем.

Для снятия частотных характеристик фотопроводимости излучение светодиода модулируется гармоническими сигналами от генератора ГЗ—7А в режиме 100% модуляции. Измерение сигнала фотопроводимости и шумов на выходе балансной схемы производилось с помощью селективных микровольтметров В6—6 и В6—1. Результаты измерений приведены на рис. 4. Увеличение пороговой мощности на низких частотах обусловлено избыточными шумами фоторезистора, а на высоких частотах — шумами схемы и падением сигнала фотопроводимости по закону $1/\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}$, где $\omega = 2\pi f$; τ — объемное время жизни.

Таким образом, с помощью резонатора на запределном волноводе с поперечным индуктивным штырем можно измерять электрофизические и фотоэлектрические параметры полупроводниковых материалов на СВЧ бесконтактным способом.

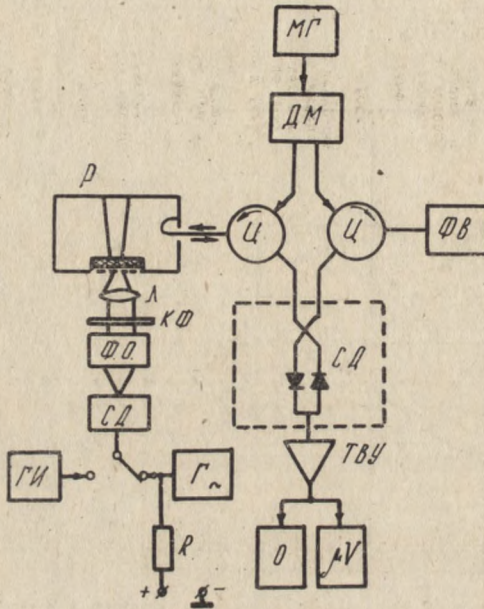


Рис. 3. Блок-схема установки для исследования частотной зависимости сигнала фотопроводимости, спектра шумов и пороговой мощности: МГ — модульный СВЧ генератор; ДМ — делитель мощности; Ц — циркулятор; Р — резонатор с фоторезистором; ФВ — фазовращатель; СД — смесительные диоды и светодиод; ФО — фотообъектив; КФ — калиброванные фильтры; Л — фокусирующая линза; ГИ — генератор импульсов; Г~ — генератор гармонических колебаний; ТВУ — транзисторный видеоусилитель; О — осциллограф; μV — селективный микровольметр

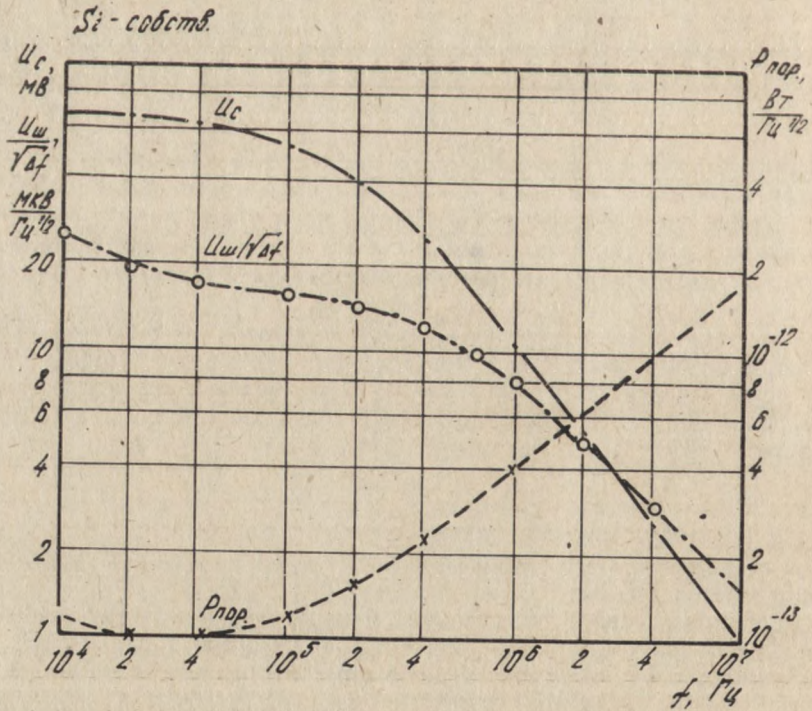


Рис. 4. Частотная зависимость сигнала фотопроводимости, спектра шума и пороговой мощности фоторезистора из высокоомного Si

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилов Г. Н., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1973, № 3, с. 238—241.
 2. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. — М.: ИЛ, 1960. — 496 с.
 3. Мейлихов Е. З. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, вып. 2, с. 337.
 4. Медведев Ю. В., Петров А. С. — Изд. вузов. Физика, 1972, № 10, с. 97—99.
 5. А. с. № 347691, МКИ С01 27/28. Г. Н. Данилов, Ю. В. Медведев, А. С. Петров. — Оpubл. 10. VIII 72, в Б. И., № 24, с. 53.
 6. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1975, 5, с. 257—258.
 7. Лапатин Л. Г., Петров А. С. — Электронная техника. Сер. 1. Электр. СВЧ. 1973, № 1, с. 36—40.
 8. Левдикова Т. Л. Изв. вузов. Физика, 1971, № 1, с. 89—91.
-

ДАТЧИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

В. Б. АХМАНАЕВ

В работах [1, 2] описана установка для измерения удельного сопротивления полупроводниковых пластин. В качестве датчика используется резонатор на основе запердельного волновода с резонансным штырем в широкой стенке. Пространственное разрешение определяется диаметром торца штыря [3] и составляет величину 1 мм.

При изготовлении транзисторов, интегральных схем, при измерениях микровключений, имеющих размеры до нескольких сот микрон, необходимо иметь датчик с более высоким пространственным разрешением.

Увеличить пространственное разрешение можно путем уменьшения области локализации СВЧ электрического поля за счет уменьшения диаметра торца штыря.

Однако при этом увеличивается резонансная частота и при приближении ее к критической частоте волновода ухудшается локализация СВЧ электрического поля в зазоре, что уменьшает пространственное разрешение. Избежать этого можно путем уменьшения размеров волновода, что не всегда возможно, поскольку исследуемый образец полупроводника, обычно в виде шайбы, находясь внутри волновода, определяет его размеры.

В данной работе описывается конструкция измерительного резонатора, являющегося датчиком электрофизических параметров полупроводникового образца, в котором повышение собственной частоты при уменьшении диаметра штыря компенсируется введением дополнительной емкости.

На рис. 1 приведена конструкция датчика. Резонатор датчика образован отрезком волновода 1, основным штырем 8 и дополнительным штырем 5. Штыри крепятся к широкой стенке волновода с помощью гибких металлических диафрагм 3, 11. Стакан 7, гайки 6, 9, пружины 4, 10 и диафрагмы позволяют плавно регулировать величину зазора между торцами штырей и нижней стенкой волновода, а также обеспечивают постоянный по величине прижим основного штыря к поверхности исследуемой полупроводниковой пластины 13. Элементы связи 2, 12 служат для ввода и вывода из резонатора энергии СВЧ колебаний. В данной конструкции датчика использовался волновод сечением 58×25 мм², длиной 190 мм. Диаметр торца основного штыря равен 50 мкм, дополнительного — 3 мм. Настройка резонатора на собственную частоту осуществляется при помощи емкости, образованной торцом дополнительного штыря и стенкой волновода. Диапазон перестройки частоты резонатора с исследуемым полупроводниковым образцом,

расположенным под торцом основного штыря, при помощи дополнительной емкости равен $1000 \div 1700$ МГц. Это дает возможность исследовать полупроводниковые пластины толщиной $100 \div 1000$ мкм. Добротность пустого резонатора 2000.

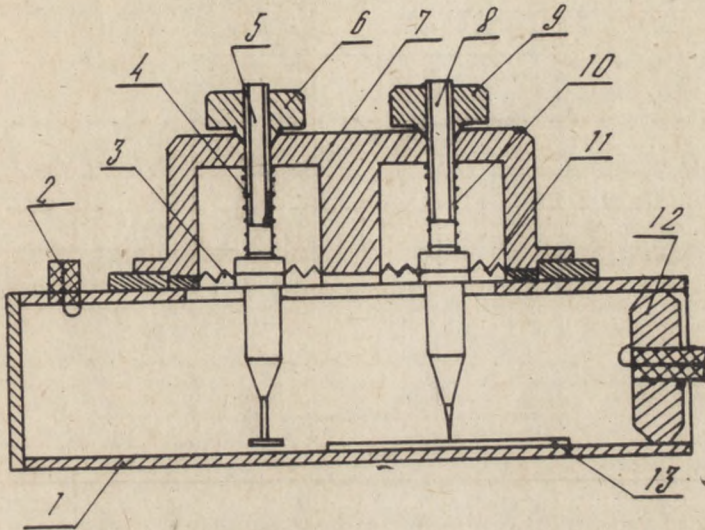


Рис. 1. Конструкция датчика: 1 — отрезок заперделного волновода; 2, 12 — элементы связи; 3, 11 — диафрагма; 4, 10 — пружина; 5 — дополнительный выступ; 6, 9 — гайка; 7 — стакан; 8 — основной выступ; 13 — полупроводниковая пластина

В данном резонаторе СВЧ электрическое поле локализуется в области размещения штырей и величины этих локальных областей определяются диаметрами торцов штыря и зазорами между ними и нижней стенкой волновода. Следовательно, пространственное разрешение датчика при помещении полупроводника под торец, основного штыря и настройки резонатора на частоту $f \ll f_{кр}$ будет определяться диаметром торца основного штыря.

Удельное сопротивление полупроводниковых материалов, измерение которого основано на регистрации потерь, вносимых исследуемым образцом в СВЧ электрическое поле, определяется выражением

$$\rho = \frac{2\kappa}{\epsilon_0 (\Delta f - \Delta f_p)}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника; Δf , Δf_p — полосы пропускания резонатора с образцом и без него.

Нижний предел измеряемого значения удельного сопротивления определен в [1] и составляет $\rho \approx 10^3$ Ом·см. Верхний предел величины удельного сопротивления, которое может быть измерено резонаторным методом, определяется из условия равенства потерь, вносимых исследуемым образцом и пустого резонатора, которое имеет вид

$$Q_{II} = \kappa Q_p. \quad (2)$$

Отсюда получаем, что

$$\rho_{\max} = \frac{2\kappa Q_p}{\epsilon_0 f_0}. \quad (3)$$

Подставляя в выражение (3) реальные значения $Q_p = 2000$, $\kappa = 3 \cdot 10^{-2}$, $f_0 = 10^9$ Гц, получим $\rho_{\max} = 10^4$ Ом·см. Коэффициент включения был найден по эталонному образцу с $\rho = 5 \cdot 10^3$ Ом·см.

На рис. 2 приведены результаты измерения распределения удельного сопротивления по диаметру полупроводниковой шайбы, перемещаемой под торцом штыря с помощью механизма с микрометрической подачей (на рис. 1 механизм не показан). Для наглядности на этом

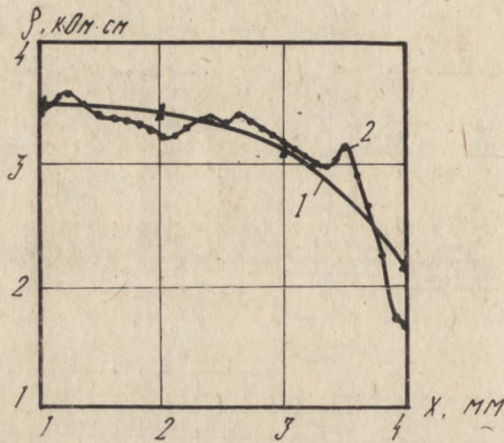


Рис. 2. Распределение удельного сопротивления по диаметру полупроводниковой шайбы из кремния p -типа: 1 — распределение удельного сопротивления с разрешением 1 мм; 2 — распределение удельного сопротивления с разрешением 100 мкм

же графике приведено распределение удельных сопротивлений с разрешением 1 мм. Измерения проводились на образцах из кремния p -типа с механически полированной поверхностью.

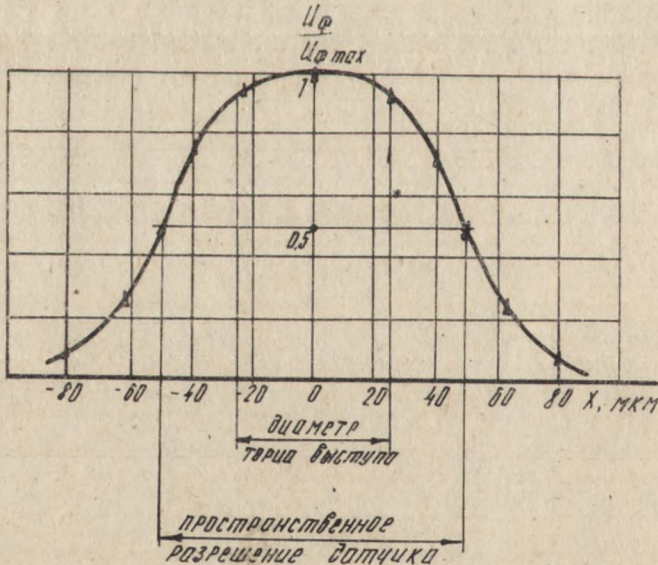


Рис. 3. Зависимость фототовета от координаты

Пространственное разрешение определялось методом светового зонда по зависимости сигнала фототовета от координаты (рис. 3). Освещение полупроводника осуществлялось через мелкоструктурную сетку в нижней стенке волновода с помощью модулированного излучения от ЛГ-55. Диаметр пучка был равен 40 мкм. Следует отметить, что

на величину пространственного разрешения, определяемую этим методом, существенное влияние оказывают размеры светового пучка, а также расплывание возбужденных носителей вследствие их диффузии за время жизни. Для более точного определения пространственного разрешения необходимо уменьшать диаметр светового пучка и использовать полупроводники с малым временем жизни.

При проведении измерений с помощью данного датчика следует обращать внимание на то, что погрешность измерений существенно зависит от величины коэффициента включения. Коэффициент включения уменьшается с увеличением толщины измеряемых образцов и зависит от наличия неконтролируемых зазоров между штырем и полупроводником. Поэтому коэффициент включения определяется по эталонным образцам, толщина которых была равна толщине исследуемых образцов. При проведении измерений удельного сопротивления необходимо обращать внимание на постоянство коэффициента включения в данной точке. Это можно проверить по уходу резонансной частоты при многократном опускании штыря в данную точку полупроводникового образца. В нашем случае механизм перемещения основного штыря позволял обеспечить постоянный по величине прижим к поверхности полупроводника и заметных уходов резонансной частоты не было обнаружено. В этом случае погрешность измерений определяется погрешностью измерения полосы пропускания и не превышает 10%.

Таким образом, данный датчик за счет более высокого пространственного разрешения позволяет получить более точную картину распределения неоднородностей удельного сопротивления по площади полупроводникового образца, чем датчик с разрешением 1 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — Зав. лаборатории, 1980, № 3, с. 247—248.
 2. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1975, № 5, с. 257.
 3. Детинко В. Н., Левдикова Т. Л. — Радиотехника и электроника, 1967, т. XII, № 2, с. 348—350.
-

О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ НА СВЧ

В. Б. АХМАНАЕВ, А. С. ПЕТРОВ

В работах [1—3] описаны экспериментальные установки и методики измерения параметров полупроводников и диэлектриков, основанные на измерении резонансной частоты и добротности СВЧ резонатора на основе запердельного волновода с резонансным штырем.

Целью предлагаемой статьи является получение расчетных соотношений для вычисления удельного сопротивления полупроводников, диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь диэлектриков, отработка методики их измерения.

Удельное сопротивление полупроводников и тангенс угла потерь диэлектриков можно найти, используя выражение для СВЧ мощности, прошедшей через резонатор, которая связана с падающей мощностью P_0 соотношением [4]:

$$P_{\text{пр}} = \frac{4P_0 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}, \quad (1)$$

$$\text{где } \beta_1 = \frac{Q}{Q_{\text{вн1}}}, \quad \beta_2 = \frac{Q}{Q_{\text{вн2}}};$$

Q — добротность резонатора; $Q_{\text{вн1}}$, $Q_{\text{вн2}}$ — добротность связи резонатора с детектором и генератором.

Собственная добротность резонатора с размещенным в нем образцом определяется выражением

$$Q_s = \frac{Q_p \cdot Q_{\text{об}}}{Q_{\text{об}} + \kappa Q_p}, \quad (2)$$

где Q_p — добротность резонатора без образца; $Q_{\text{об}} = \frac{1}{\text{tg } \delta}$ — добротность исследуемого образца на частоте измерений; κ — коэффициент включения образца в резонаторе.

Величина коэффициента включения зависит от конструкции резонатора, способа включения, частоты действующего поля и может быть найдена расчетным путем, либо экспериментально методом возмущения по зависимости резонансной частоты от проницаемости ϵ и размеров образца.

Используя выражения (1), (2) для случая пустого резонатора и с образцом, можно добротность исследуемого образца записать в виде

$$Q_{\text{об}} = \frac{\kappa Q_p}{\left(\sqrt{\frac{P_p}{P_s}} - 1 \right) (1 + \beta_1 + \beta_2)}, \quad (3)$$

где P_p — прошедшая СВЧ мощность для пустого резонатора; P_Σ — прошедшая СВЧ мощность для резонатора с образцом.

На рис. 1 приведена конструкция резонатора, на котором проводились измерения параметров полупроводников и диэлектриков.

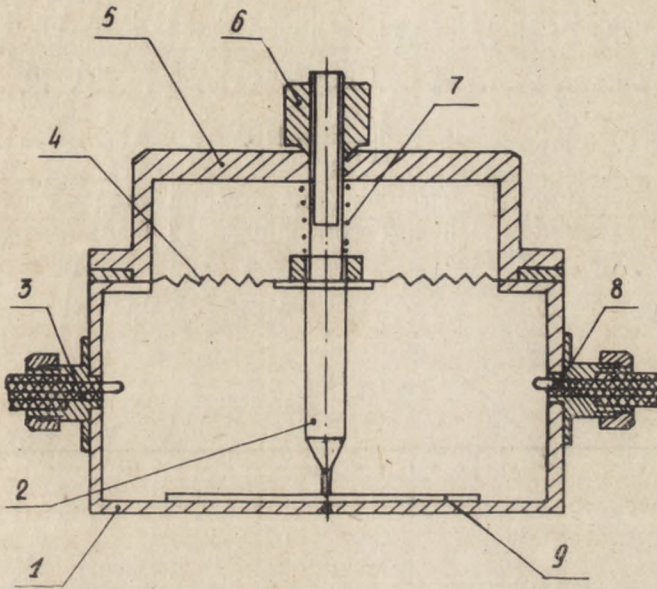


Рис. 1. Конструкция измерительного резонатора: 1 — отрезок запердельного волновода; 2 — выступ; 3, 8 — элементы связи; 4 — металлическая диафрагма; 5 — стакан; 6 — гайка; 7 — пружина; 9 — полупроводниковая пластина

Резонатор образован отрезком запердельного для данной частоты волновода 1 и штырем 2. Штырь крепится к широкой стенке волновода с помощью гибкой металлической диафрагмы 4. Диафрагма, стакан 5, гайка 6, пружина 7 обеспечивают продольное перемещение и постоянный по величине прижим штыря к исследуемому образцу 9, или постоянный по величине зазор между торцом штыря и нижней стенкой волновода.

Элементы связи 3, 8 служат для ввода и вывода энергии СВЧ. колебаний. Добротность резонатора $Q_p = 2000$.

В [2] показано экспериментально, что при измерениях полупроводников с $\rho > 10^3$ Ом·см результаты не зависят от площади штыря и исследуемого образца. Поэтому измерения проводились на высокоомных кремниевых пластинах толщиной $100 \div 1000$ мкм. Добротность высокоомного полупроводника, когда выполняется условие $\omega \gg \omega_{др}$, определяется выражением [2]:

$$Q_n = \frac{\epsilon_0 \omega}{4\pi\sigma_0}. \quad (4)$$

Используя (3) и (4), учитывая, что при работе СВЧ детектора на высокоомную нагрузку $U_n = \sqrt{P}$, удельное сопротивление можно найти по формуле

$$\rho = \frac{\beta}{\frac{U_p}{U_\Sigma} - 1}, \quad (5)$$

где U_p — напряжение на нагрузке детектора для пустого резонатора;
 U_Σ — напряжение на нагрузке детектора для резонатора с полупроводником;

$$\beta = \frac{2\kappa Q_p}{\epsilon f(1 + \beta_1 + \beta_2)}.$$

На рис. 2 приведена зависимость напряжения на нагрузке детектора от удельного сопротивления, полученная из выражения (5). Коэффициент β определялся по эталонному образцу с $\rho = 5 \cdot 10^3$ Ом·см

$$\beta = 5 \cdot 10^3 \left(\frac{U_p}{U_\Sigma} - 1 \right). \quad (6)$$

Проведенные измерения удельного сопротивления полупроводников с использованием зависимости, приведенной на рис. 2, показали

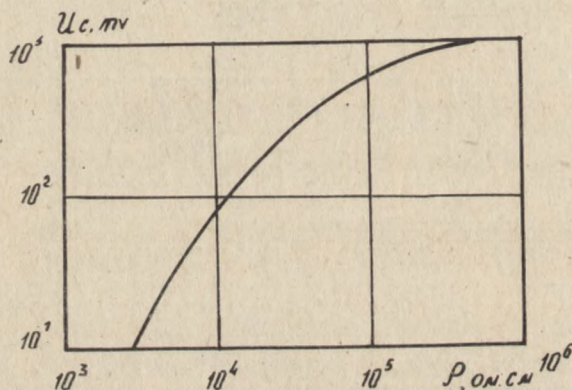


Рис. 2. Зависимость напряжения на нагрузке детектора от удельного сопротивления полупроводника

хорошее (не хуже 3%) совпадение с методом измерения частоты и добротности резонатора.

Следует отметить, что при измерениях по предлагаемой методике необходимо учитывать, что коэффициент и результаты измерений зависят от толщины образцов.

Это объясняется зависимостью коэффициента включения от соотношения между торцевой и боковой емкостями штыря, которое изменяется при измерении зазора между торцом штыря и нижней стенкой волновода. Поэтому калибровку и измерения необходимо проводить на образцах одинаковой толщины, либо учитывать зависимость κ от толщины исследуемого образца.

Тангенс угла потерь, используя (3), можно вычислить из выражения

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{U_p}{U_\Sigma} - 1}{\alpha}, \quad (7)$$

где α — коэффициент, определяемый по эталонному образцу. В таблице приведены результаты измерений тангенса угла потерь химических соединений, осаждаемых на торец штыря в виде пленок толщиной (5÷80) мкм, а также срезов гранитов. Коэффициент α определялся по образцам из фторопласта толщиной $d < 80$ мкм.

Измерения тангенса угла потерь фторопласта, ВЧ диэлектриков показали, что погрешность предложенной методики не хуже 5%.

Диэлектрическая проницаемость диэлектриков в виде пластин определялась из измерений резонансной частоты резонатора при введении образца в зазор между торцом штыря и нижней стенкой волновода, превышающим толщину исследуемого образца.

Наименование	$\operatorname{tg} \delta$	ε
Сополимер ПВК	$3,7 \cdot 10^{-3}$	1,9
Бенцидин	$2,9 \cdot 10^{-3}$	1,3
Иодинил глицидилкарбазол	$1,1 \cdot 10^{-1}$	2,6
Сополимер с иодинилом	$7,6 \cdot 10^{-2}$	1,1
Срезы гранитов		
Образец № 4	$1,8 \cdot 10^{-3}$	11,6
№ 7	$1,2 \cdot 10^{-2}$	11,7
№ 17	$8 \cdot 10^{-3}$	11,5
№ 3	$1,1 \cdot 10^{-1}$	11,6

Величина зазора d выбиралась такой, чтобы введение в него диэлектрика не выводило резонансную частоту за пределы работы СВЧ генератора.

В [3] показано, что присутствие образца в зазоре приводит только к изменению его емкости. В этом случае диэлектрическую проницаемость можно определить из выражения

$$\varepsilon_x = \frac{d_x}{\frac{A}{f_p^2} - (d - d_x)}, \quad (8)$$

где d_x — толщина исследуемого образца, f_p — резонансная частота,

$$A = \frac{f_K^2}{\varepsilon_K} [d_K + \varepsilon_K (d - d_K)].$$

Величина коэффициента A определяется по эталонному образцу с ε_K , толщиной $d_K \cong d_x$.

Погрешность измерений ε , оцениваемая по измерениям ε поликора и фторопласта, определяется погрешностью измерения резонансной частоты и толщины образцов и не превышает 5%.

В заключение отметим, что на результаты измерений электрофизических параметров высокоомных полупроводников существенное влияние оказывает изгиб зон на поверхности. Поэтому все измерения проводились на механически полированных образцах, которые имеют минимальный изгиб зон.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет, используя полученные соотношения, проведя калибровку в одной точке, построить калибровочную зависимость напряжения на нагрузке СВЧ детектора от величины удельного сопротивления или тангенса угла потерь и с достаточно хорошей точностью проводить измерения параметров образцов в виде пластин.

Диэлектрическую проницаемость можно измерять, например, по зависимости резонансной частоты резонатора с образцом от напряжения на варикапе транзисторного СВЧ генератора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1975, № 5, с. 257.
2. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — Заводская лаборатория, 1980, № 3, с. 247—248.
3. Левдикова Т. Л. — Изв. вузов. Физика, 1971, № 1, с. 88—91.
4. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. — М., ИЛ, 1960. — 620 с.

ПРИПОВЕРХНОСТНАЯ ЭДС, ИНДУЦИРУЕМАЯ ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Ю. В. ЛИСЮК, Ю. В. МЕДВЕДЕВ

Исследование электрических свойств изолированного полупроводника, находящегося в переменном электрическом поле, представляет интерес как с точки зрения использования его в качестве радиотехнического элемента [1—3], так и с точки зрения измерения электрофизических параметров полупроводникового материала [4, 5, 6, 7]. При этом наряду с измерением линейного отклика полупроводника на внешнее поле значительную информацию относительно объемных и поверхностных параметров полупроводника можно получить из измерений его нелинейного отклика. В [6, 7] показано, что переменное электрическое поле, приложенное нормально к поверхности полупроводниковой пластины, приводит к появлению вблизи поверхности пластины постоянного электрического поля, причем на величину этого поля существенное влияние оказывают поверхностные состояния. Однако результаты работ [6, 7] получены в предположении равновесия в объеме и приповерхностной области полупроводниковой пластины, что приемлемо лишь при частотах, значительно меньших частоты диэлектрической релаксации. Между тем при исследовании свойств высокоомных полупроводников в СВЧ диапазоне (см., например, [8]) реализуется преимущественно противоположное соотношение частот. Кроме того, в СВЧ диапазоне возможно импульсное воздействие на полупроводник с длительностями импульсов СВЧ поля меньше характерных времен взаимодействия свободных носителей с поверхностными состояниями. Поэтому представляет интерес задача исследования частотной зависимости приповерхностной ЭДС, индуцируемой СВЧ полем, а также зависимость ее при больших частотах от величины изгиба зон. В настоящей работе эта задача с учетом вышесказанного решена в пренебрежении взаимодействия свободных носителей с поверхностными состояниями.

Основные уравнения

Рассмотрим плоскопараллельную пластину полупроводника для определенности n -типа с полностью ионизированными донорами, находящуюся в перпендикулярном к поверхности пластины переменном электрическом поле (см. рис. 1). В диффузионно-дрейфовом приближении распределение потенциала φ и плотности электронов n описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial n}{\partial x} - n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = n - 1, \quad (2)$$

где n — измеряется в концентрации доноров N_d ; x — измеряется в дебаевских длинах экранирования $L_d = \left(\frac{4\pi q N_d}{\kappa T \varepsilon_n} \right)^{-1}$; t — во времена диэлектрической релаксации $\tau_n = \frac{\varepsilon_n}{4\pi \mu_n N_d}$, $\varphi = e \frac{\kappa T}{q}$; ε_n — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

В (1) пренебрегли влиянием тепловой генерации и рекомбинацией, играющими существенную роль в сильных импульсных полях [9]. Для относительно слабых полей, которые мы рассматриваем, эти процессы не играют роли.

Уравнения (1) и (2) должны решаться при граничных условиях, соответствующих внешнему полю

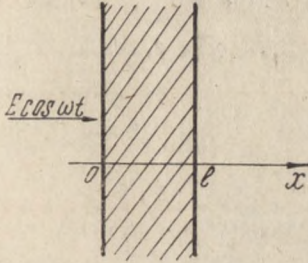


Рис. 1. Полупроводниковая пластина во внешнем переменном электрическом поле

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=0,l} = -2E_1 \cos \omega t \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} - E_0 \quad (3)$$

и отсутствию тока на границе

$$\left(\frac{\partial n}{\partial x} - n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{x=0,l} = 0. \quad (4)$$

В (3) и (4) ω равно отношению частоты внешнего поля к частоте диэлектрической релаксации $\omega_{др}$; ε — диэлектрическая проницаемость вне полупроводника; E_1 — приведенное внешнее поле; E_0 — приведенное постоянное поле, создающее изгиб зон.

Подставляя n из (2) в (1) и дважды интегрируя уравнение (1) по x , получим уравнение

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \varphi = \psi_1(t) x + \psi_0(t), \quad (5)$$

где возникшая в результате интегрирования функция $\psi_1(t)$ может быть определена из условий (3) и (4), а $\psi_0(t)$ как не зависящую от x функцию t можно опустить.

Поскольку полупроводник подвергается периодическому воздействию (3), $\varphi(x, t)$ можно разложить в ряд по $e^{i\omega t}$: $\varphi = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \varphi_k e^{i\omega k t}$.

Тогда, приравнявая коэффициенты при $e^{i\omega k t}$ и ограничиваясь малыми второго порядка малости по E_1 , запишем систему уравнений:

$$\frac{d^2 \varphi_0}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi_0}{dx} \right)^2 - \varphi_0 - \left| \frac{d\varphi_1}{dx} \right|^2 = 0; \quad (6)$$

$$\frac{d^2 \varphi_1}{dx^2} - \frac{d\varphi_0}{dx} \frac{d\varphi_1}{dx} - (1 + i\omega) \varphi_1 - i\omega \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} E_1 x = 0, \quad (7)$$

где φ_0 — поле в области пространственного заряда (ОПЗ) с учетом поля, индуцированного полем E_1 .

Частотная зависимость индуцированной ЭДС

Измеряемой экспериментально величиной является индуцируемая переменным полем ЭДС между объемом и поверхностью, либо между двумя поверхностями. Для симметричной пластины разность потенциалов между двумя поверхностями равна нулю. Зависимость разности потенциалов $\Delta\varphi_0$ между объемом и поверхностью от частоты ω поля легко может быть найдена в случае плоских зон. Тогда φ_0 целиком связана с полем E_1 и $\left(\frac{d\varphi_0}{dx}\right)^2$ является величиной четвертого порядка малости по E_1 и может быть опущена. Также может быть опущено слагаемое $\frac{d\varphi_0}{dx} \frac{d\varphi_1}{dx}$ в уравнении (7), т. к. оно — третьего порядка малости. Тогда

$$\frac{d^2\varphi_0}{dx^2} - \varphi_0 - \left|\frac{d\varphi_1}{dx}\right|^2 = 0, \quad (8)$$

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} - (1 + i\omega) \varphi_1 - i\omega \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} E_1 x = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) для «толстой» пластины (толщиной много больше длины экранирования) вблизи поверхности $x=0$ имеет решение:

$$\varphi_1 = E_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} \frac{1}{\kappa^2} \left[\frac{e^{-\kappa x}}{\kappa} + i\omega x \right], \quad (10)$$

где $\kappa \equiv \sqrt{1 + i\omega}$.

Уравнение (8) должно решаться при граничных условиях $\left.\frac{d\varphi_0}{dx}\right|_{x=0,l} = 0$. Результат в относительных единицах представлен на рис. 2. Видно, что в области частоты диэлектрической релаксации проходят характерные измерения $\Delta\varphi_0$. При $\omega \gg 1$ спад происходит по

закону $\Delta\varphi_0 \sim E_1^2 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_n^2} \cdot \frac{2}{\omega^{3/2}}$.

Поскольку появление $\Delta\varphi_0$ связано с перераспределением свободных носителей приложенным переменным полем, то спад $\Delta\varphi_0$ может быть объяснен тем, что сво-

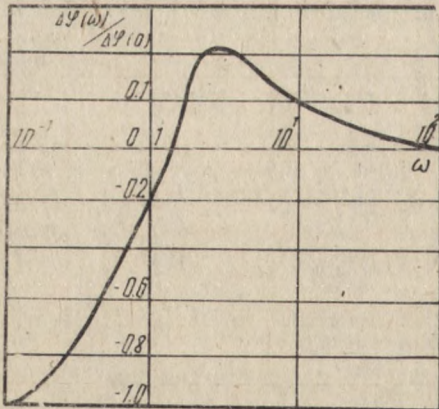


Рис. 2. Частотная зависимость приповерхностной ЭДС (в относительных единицах), индуцируемой в полупроводниковой пластине внешним переменным электрическим полем

бодные носители не успевают перераспределяться на высоких частотах приложенного поля. $\Delta\varphi_0$ уменьшается с увеличением удельного сопротивления полупроводников ($\Delta\varphi_0 \sim \sqrt{N_d}$).

Влияние изгиба зон

При обогащающих изгибах зон на поверхности пластины возрастает число свободных носителей вблизи поверхности и следует ожидать увеличения $\Delta\varphi_0$. Когда изгиб зон > 3 и $\omega \gg 1$ можно получить простое

выражение для $\Delta\varphi_0$. В уравнении (6) положим $\varphi_0 = \varphi'_0 + \varphi''_0$, где φ'_0 — поле ОПЗ с граничным условием, вытекающим из (3); $\frac{d\varphi'_0}{dx} \Big|_{x=0} = -E_0$; φ''_0 связано целиком с E_1 , причем $\frac{d\varphi''_0}{dx} \Big|_{x=0} = 0$. Поскольку $\varphi''_0 \ll \varphi'_0$, то

$$\frac{d^2\varphi'_0}{dx^2} - \varphi''_0 - \frac{d\varphi''_0}{dx} \frac{d\varphi'_0}{dx} - \left| \frac{d\varphi_1}{dx} \right|^2 = 0; \quad (11)$$

$$\frac{d^2\varphi_1}{dx^2} - \frac{d\varphi'_0}{dx} \frac{d\varphi_1}{dx} - (1 + i\omega) \varphi_1 - i\omega \frac{\varepsilon}{\varepsilon_n} E_1 x = 0. \quad (12)$$

Уравнение (12) может быть решено методом ВКБ, в котором разложение ведется по большому параметру ω ($\omega \gg 1$). Аналитическое представление распределения φ'_0 в ОПЗ с большим изгибом зон (> 3) известно [9]. Опуская громоздкие вычисления, представим окончательный результат

$$\Delta\varphi_0 \approx \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_n^2} E_1^2 \frac{e^{\varphi'_0(0)}}{\omega^{3/2}}, \quad (13)$$

где $\varphi'_0(0)$ — величина изгиба зон.

Формула (13) получена в предположении $\omega \gg \frac{d^2\varphi'_0}{dx^2} \Big|_{x=0}$,

т. е. в предположении, что частота поля значительно превосходит локальное значение частоты диэлектрической релаксации везде в ОПЗ.

Согласно (13) $\Delta\varphi_0$ растет с увеличением изгиба зон. Это связано с увеличением неоднородности распределения поля вблизи поверхности.

Переходя в (13) к размерным переменным, обнаружим, что $\Delta\varphi_0$ пропорциональна $\sqrt{N_d} \mu_n^{3/2} e^{\varphi'_0(0)}$, причем, очевидно, что μ_n относится непосредственно к области ОПЗ вблизи поверхности. Измерение $\Delta\varphi_0$ наряду с измерениями C — V методом позволяет измерить приповерхностную проводимость, поскольку C — V метод позволяет найти N_d и $\varphi'_0(0)$.

Заключение

Таким образом, в работе найдена частотная зависимость ЭДС, индуцируемой в приповерхностной области полупроводника внешним переменным полем. Показано, что эта ЭДС меняет знак вблизи частоты диэлектрической релаксации.

Найдена также зависимость приповерхностной ЭДС от величины обогащающих изгибов зон в высокоомных полупроводниках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковтонюк Н. Ф. — ФТП, 1968, т. 2, с. 1699—1702.
2. Белянцев А. М., Игнатов А. А. — Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т. 28, № 2, с. 278—282.
3. Белянцев А. М., Игнатов А. А. — Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т. 28, № 5, с. 739—743.
4. Трухан Э. М. — ФТТ, 1962, т. 4, с. 3496—3504.
5. Мейлихов Е. З. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, с. 327—337.
6. Калашников С. Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, т. 6, с. 349—352.
7. Калашников С. Г., Федосов В. И. — ФТП, 1975, т. 9, с. 2161—2166.
8. Данилов Г. Н., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1973, т. 3, с. 238—241.
9. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводника. М.: Наука, 1971. — 480 с.

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

А. Г. ЛЕВАШКИН

При создании датчиков для измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов бесконтактным методом [1], а также конструировании микрополосковых линий передачи [2] и ряде других задач необходимым условием является определение распределения электромагнитного поля. В расчетном плане задача осложняется тем, что не всегда удастся точно задать граничные условия для сложной системы электродов, поэтому в большинстве случаев распределение полей определяется экспериментально.

Наиболее широкое применение находит метод возмущения [3], суть которого заключается в регистрации изменения резонансной длины волны, вызываемого малым возмущающим объектом. Применение в качестве возмущающего объекта острых игл, ориентированных в строго определенном направлении, позволяет измерять не только суммарное поле, но и изменение его составляющих вдоль выбранной оси. Другим распространенным методом измерения распределения поля, преимущественно вблизи стенок резонансной системы, является применение петель или зондов. Так, в [4] распределение электрического и магнитного поля измеряется с помощью магнитного зонда непосредственно вблизи диэлектрической полосковой линии и по полученным зависимостям делается вывод о распределении поля внутри диэлектрика.

Представление о характере распределения электрического поля может быть получено моделированием исследуемой системы на электролитической ванне [5], которая представляет собой тонкий слой активного сопротивления идеально бесконечной протяженности.

Недостатками всех перечисленных выше методов являются невысокая чувствительность, большая погрешность измерения напряженности поля, а также невозможность непосредственного измерения распределения поля внутри диэлектрических пластин, являющихся составными частями исследуемых систем.

Ниже предлагается способ измерения распределения электрического СВЧ поля в диэлектрическом образце, помещенном в резонансную систему. Для этого в качестве исследуемого образца используется полупроводниковая пластина соответствующих размеров, изготовленная из высокоомного материала, для которого выполняется условие

$$\omega_{д.р} \ll \omega, \quad (1)$$

где ω — частота действующего СВЧ поля; $\omega_{д.р}$ — частота диэлектрической релаксации полупроводникового материала.

Это условие отражает то обстоятельство, что в полупроводнике отсутствует экранировка внешнего электрического поля свободными носителями тока и, следовательно, поле в нем аналогично распределению поля в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_d = \epsilon_n, \quad (2)$$

где ϵ_d — диэлектрическая проницаемость исследуемого диэлектрика; ϵ_n — диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала.

Суть метода измерения поля в полупроводниковой пластине заключается в создании модулированным световым потоком области локальной фотопроводимости в исследуемом образце и регистрации амплитуды сигнала продетектированной СВЧ мощности, прошедшей через резонансную систему.

$$u_c = \frac{P_{\text{погл}}}{P_{\text{пр}}}, \quad (3)$$

где $P_{\text{пр}}$ — мощность, прошедшая через резонансную систему в отсутствие освещения; $P_{\text{погл}}$ — мощность, поглощенная возбужденными светом носителями тока

$$P_{\text{погл}} = \int_V E^2(x, y, z) \cdot \Delta\sigma(x, y, z, x_0, y_0, z_0) dV, \quad (4)$$

где $E(x, y, z)$ — функция распределения электрического СВЧ поля; $\Delta\sigma$ — локальная фотопроводимость; dV — элемент объема образца; x_0, y_0, z_0 — координаты точки освещения образца; x, y, z — текущие координаты.

Если образец освещается узким пучком света, то можно считать

$$\Delta\sigma(x, y, z, x_0, y_0, z_0) = \sigma_0 \cdot \delta(x-x_0, y-y_0, z-z_0), \quad (5)$$

где $\delta(x-x_0, y-y_0, z-z_0)$ — δ — функция Дирака; $\Delta\sigma_0$ — размерный коэффициент пропорциональности, зависящий от мощности и длины волны светового потока, а также от коэффициента поглощения света данным полупроводником.

Тогда из (3) и (4) следует

$$u_c = \frac{\Delta\sigma_0}{P_{\text{пр}}} \cdot E^2(x_0, y_0, z_0). \quad (6)$$

Таким образом, амплитуда сигнала фотопроводимости, измеренная на частоте модуляции светового потока, пропорциональна квадрату напряженности электрического поля в точке возбуждения локальной фотопроводимости.

Предлагаемый метод был реализован на установке, схема которой изображена на рис. 1, где 1 — полупроводниковый генератор СВЧ, перестраиваемый в полосе частот 1—1,5 ГГц; 2 — вентиль; 3 — датчик электрофизических параметров полупроводников; 4 — исследуемый полупроводниковый образец из кремния с удельным сопротивлением $\rho \approx 10$ ком·см и временем жизни $\tau \approx 500$ мкс; 5 — СВЧ детектор; 6 — усилитель; 7 — селективный микровольтметр; 8 — модулятор; 9 — линза; 10 — лазер, работающий на длинах волн $\lambda_1 = 1,15$ мкм, $\lambda_2 = 0,63$ мкм, $\lambda_3 = 3,39$ мкм.

На данной установке исследовалось распределение поля в емкостном датчике электрофизических параметров полупроводниковых материалов. Электрическое СВЧ поле датчика формировалось системой электродов, изображенной на рис. 2. Центральный электрод датчика запитывался от СВЧ генератора, а боковые — заземлены. Исследуемая пластина из полупроводника накладывалась на электроды, как пока-

зано на рис. 2, «включаясь», таким образом, в электрическое поле датчика.

На рис. 3 и рис. 4 приведены графики зависимости сигнала фототвора от координаты точки освещения полупроводниковой пластины

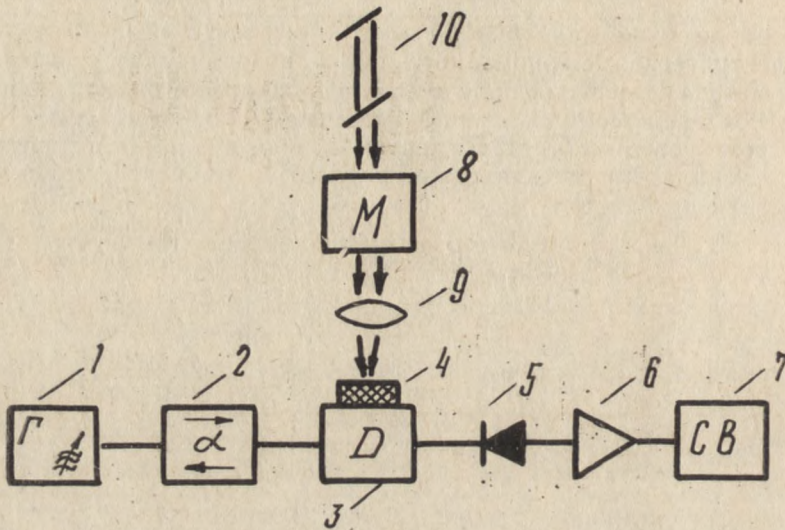


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения распределения электрических полей в диэлектриках, помещенных в резонансную систему

вдоль двух взаимно перпендикулярных осей, одна из которых параллельна плоскости электродов датчика, а другая перпендикулярна. Видно, что напряженность электрического поля такого типа датчиков максимальна над зазором между электродами и быстро убывает по

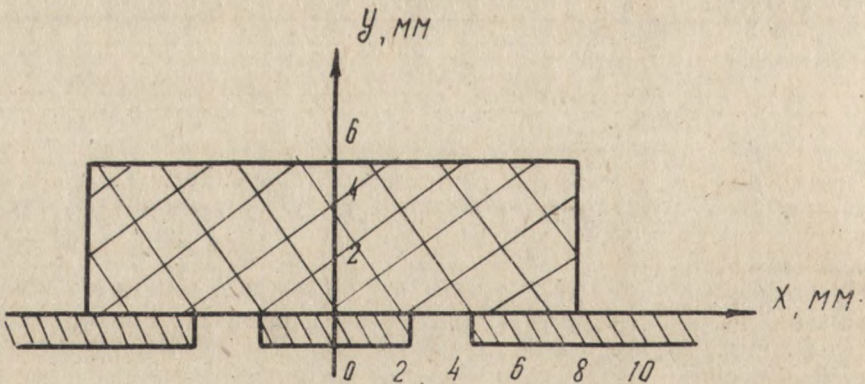


Рис. 2. Конфигурация электродов накладного датчика емкостного типа для измерения электрофизических параметров полупроводников

мере удаления от него. Характерно также расхождение в распределении поля, измеренного на разных удалениях от плоскости электродов датчика, что говорит об аналогии его с краевым полем плоского конденсатора.

Пространственное разрешение данного метода может быть определено из формулы

$$\varnothing = \varnothing_{\text{зонда}} + \sqrt{D}t, \quad (7)$$

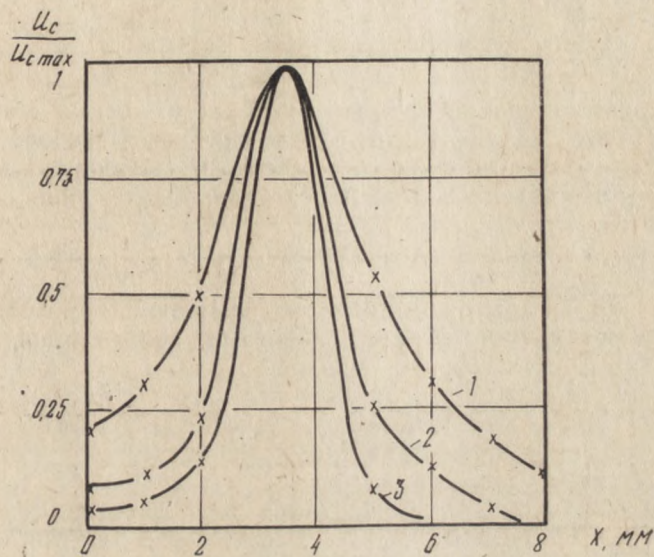


Рис. 3. График зависимости амплитуды сигнала фотоответа от координаты в плоскости, параллельной плоскости электродов датчика: 1 соответствует $y=10$ мм; 2 — $y=3$ мм; 3 — $y=1,5$ мм

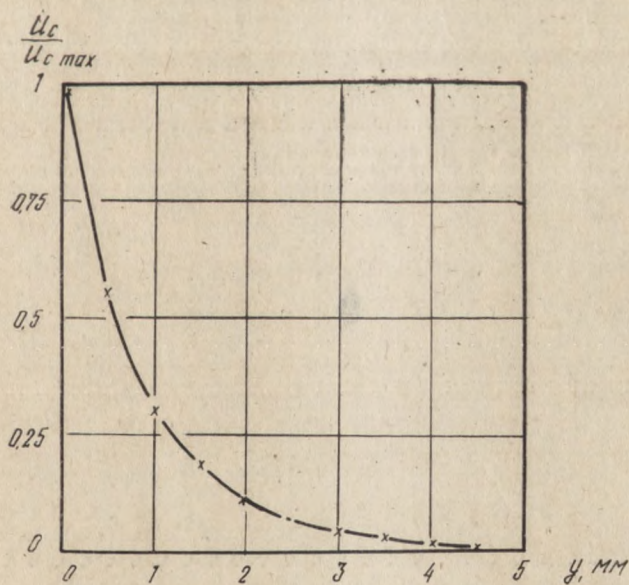


Рис. 4. График зависимости амплитуды сигнала фотоответа от координаты в плоскости, перпендикулярной плоскости электродов датчика

где $\varnothing$ — диаметр светового пятна, падающего на полупроводник; D — коэффициент биполярной диффузии; t — время формирования амплитуды импульса фототока. Так как в данной установке использовалась высокочастотная модуляция светового потока, то

$$t = \frac{1}{F} < \tau, \quad (8)$$

где F — частота модуляции светового потока; τ — время жизни неравновесных носителей тока. В этом случае снимается требование, предъявляемое к однородности полупроводникового материала по времени жизни, так как амплитуда выходного сигнала зависит лишь от параметров светового зонда.

В процессе измерения распределения поля луч лазера фокусировался системой линз в пятно диаметром $\varnothing_{\text{зонда}} = 300$ мкм. Модуляция светового потока лазера осуществлялась вращающимся экраном с отверстиями, причем скорость вращения экрана соответствовала частоте модуляции $F = 20$ КГц. Таким образом, согласно (7), пространственное разрешение метода не превышало $\varnothing = 1$ мм. Заметим, что увеличение частоты модуляции позволяет в случае необходимости существенно улучшить пространственное разрешение данного метода и довести его до размера светового пятна.

Таким образом, предлагаемый метод позволяет измерять распределение СВЧ электрического поля непосредственно внутри диэлектрических образцов, помещенных в резонансную систему с достаточно высоким пространственным разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилов Г. Н., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1973, № 3, с. 238—281.
2. Малорацкий Л. Г., Явич Л. Р. Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях. — М.: Советское радио, 1972. — 75 с.
3. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. — М.: ИЛ, 1960. — 534 с.
4. Мисакян, Коттер, Калер. Миниатюрный датчик электрического поля. — Приборы для научных исследований, 1978, № 7, с. 52—55.
5. Полосковые системы сверхвысоких частот: Сборник статей/Под ред. В. И. Сушкевича. — М.: ИЛ, 1959, с. 113.
6. Петров А. С. Пороговая чувствительность ФРП с СВЧ смещением. — Электронная техника, 1973, сер. 1, вып. 12, с. 66—73.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ

Ю. В. ЛИСЮК

В работах [1, 2] найдены эффективные диэлектрические проницаемости $\epsilon_{\text{эф}}$ полупроводниковых пластин с монополярной или биполярной проводимостями, помещенных в нормальное переменное электрическое поле. При конкретных расчетах $\epsilon_{\text{эф}}$ свободные носители пластин характеризовались фактически лишь одним релаксационным временем — временем диэлектрической релаксации τ_m ; времена жизни движущихся в электрическом поле свободных носителей считались большими и таким образом игнорировался тепловой механизм релаксации возбужденных электрическим полем неравновесных свободных носителей. Диффузионно-дрейфовые уравнения в [2] содержат рекомбинационные составляющие, однако их упрощенная запись не позволяет правильно оценить вклад в $\epsilon_{\text{эф}}$ теплового механизма релаксации, поскольку приводит к физически неверному результату — независимости $\epsilon_{\text{эф}}$ от τ_m при малых временах жизни τ свободных носителей.

В компенсированных полупроводниках соотношение между τ_m и τ может быть произвольно и поэтому представляет интерес исследование эффективных электрических свойств изолированных пластин полупроводников при произвольных соотношениях между этими двумя релаксационными временами. В настоящей работе предполагается, что тепловая релаксация свободных носителей осуществляется за счет взаимодействия их с одним примесным уровнем, в качестве которого может выступать уровень основной примеси компенсированного полупроводника.

1. Рассмотрим полупроводник для определенности n -типа с носителями, взаимодействующими с примесью донорного типа, которая в данном случае определяет их время жизни. Будем предполагать поверхность незагрязненной и невзаимодействующей с носителями. Пластина полупроводника находится в нормальном к ее поверхности переменном электрическом поле частоты ω , приложенном при помощи металлических электродов, изолированных от пластины слоями диэлектрика.

Кинетические уравнения, описывающие распределение носителей и электрического поля, имеют вид [3]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial I_n}{\partial x} - \alpha(M - m)n + \alpha Nm; \quad (1)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \alpha(M - m)n - \alpha Nm; \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{4\pi q}{\epsilon} (N_a + n - M + m). \quad (3)$$

Здесь x — координата поперек пластины ($x = 0$, l — ее границы); $I_n \equiv qD \frac{\partial n}{\partial x} - q\mu n \frac{\partial \varphi}{\partial x}$; μ — подвижность; D — коэффициент диффузии;

φ — потенциал электрического поля; M — плотность донорной примеси; m — плотность занятых донорных центров; N — плотность электронов в полупроводнике с уровнем Ферми, приведенным к донорному уровню; N_a — плотность компенсирующей примеси; α — вероятность захвата электрона одним центром.

Согласно уравнению (1) время жизни свободных носителей при малом отклонении их плотности от равновесного значения равно $\alpha(M - m_0)$ (m_0 — равновесное значение m).

Граничные условия для системы уравнений (1) — (3) следующие:

$$I_n|_{x=0,l} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=0,l} = - \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_n} E \cos \omega t, \quad (4)$$

где E — напряженность электрического СВЧ поля в диэлектрике; ε_d и ε_n — диэлектрическая проницаемость диэлектрика и полупроводника.

Первое условие (4) вытекает из отсутствия омического тока через поверхность полупроводника.

Считая поле E малым, можно легко линеаризовать систему уравнений (1) — (3) подстановкой $n = n_0 + \tilde{n}(x, t)$, $m = m_0 + \tilde{m}(x, t)$, где $\tilde{n}(x, t)$ и $\tilde{m}(x, t)$ — линейны по E ; n_0 — равновесная плотность носителей. Линеаризованные уравнения (1) — (3) позволяют найти m , n и φ и по методу [1] — найти эффективную диэлектрическую проницаемость пластины $\varepsilon_{эф}$, определяющую ее емкость и проводимость.

2. Для пластины толщиной много больше длины экранирования L_3 найденное значение $\varepsilon_{эф}$ можно представить в виде

$$\varepsilon_{эф} \simeq \frac{(l + \Delta) \varepsilon_n}{\frac{i \frac{\omega}{\omega_m} l}{1 + i \frac{\omega}{\omega_m}} + \Delta \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} + \frac{2L_3 \left(1 + \frac{\alpha(M - m_0)}{i\omega + \alpha(n_0 + N)} \right)^{-1/2}}{\left(1 + i \frac{\omega}{\omega_m} \right)^{3/2}}}, \quad (5)$$

где Δ — суммарная толщина диэлектрических пластин; ω_m — частота диэлектрической релаксации, равная $\frac{4\pi\mu n_0}{\varepsilon_n}$.

Пренебрегая (5) временем жизни $\alpha(M - m_0)$, получим выражение для $\varepsilon_{эф}$ толстых пластин монополярной проводимости (см., например, [1]) с учетом только диэлектрической релаксации

$$\varepsilon_{эф} \simeq \frac{(l + \Delta) \varepsilon_n}{\frac{i \frac{\omega}{\omega_m} l}{1 + i \frac{\omega}{\omega_m}} + \Delta \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} + \frac{2}{\left(1 + i \frac{\omega}{\omega_m} \right)^{3/2}}}. \quad (6)$$

Сравнение $\varepsilon_{эф}$, даваемых формулами (5) и (6), показывает, что при достаточной толщине слоев изолирующего диэлектрика $\left(\Delta \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} \gg L_3 \right)$

емкостные свойства структуры не зависят от наличия теплового механизма релаксации во всем диапазоне частот от $\omega \ll \omega_m$ до $\omega \gg \omega_m$. То же самое можно сказать и об объемной проводимости полупроводника. Причину этого можно видеть в том, что на расстояниях от поверхности полупроводника больше длины экранирования плотность свобод-

ных носителей не изменяется под действием поля и поэтому релаксационный механизм, связанный с тепловым восстановлением равновесия, не «включается».

Влияние захвата носителей на примесные центры может проявиться лишь в приповерхностной области на частотах ниже частоты диэлектрической релаксации. Третье слагаемое в знаменателе формулы (5) описывает поглощение электрического поля в приповерхностной области, возникающее из-за взаимодействия с примесью. Соотношение объемного и приповерхностного поглощения определяется отношением мнимых частей 1-го слагаемого $\left(\frac{\omega}{\omega_m} l\right)$ и 3-го слагаемого знаменателя формулы (5). Поскольку мнимая часть 3-го слагаемого достигает лишь величины порядка L_0 , то вклад приповерхностного поглощения может быть значителен лишь на очень низких частотах, когда

$$\omega/\omega_m < L_0/l \ll 1.$$

Рост относительной доли приповерхностных потерь по мере уменьшения частоты может быть объяснен на основании следующего. С уменьшением частоты поле в объеме уменьшается, уменьшается и омический ток, следовательно, уменьшаются и потери. В приповерхностной области поле велико, но ток сдвинут относительно поля на $\pi/2$, так как он имеет емкостный характер. Потери в этой области малы. Наличие захватывающей носители примеси может привести к тому, что она выбросит захваченные носители в течение всего периода поля и тем самым нарушит сдвиг фаз $\pi/2$ между током и полем.

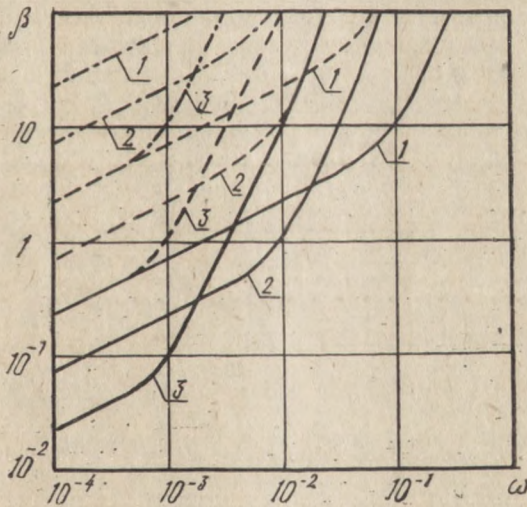


Рис. 1

При малых скоростях захвата за период поля захватывается малое число носителей; при больших — сокращается область пространственного заряда (происходит экранировка поля примесными центрами). Максимальные потери в приповерхностной области происходят, как это видно из (5), когда выполняются соотношения

$$\omega > \alpha(n_0 + N), \quad \omega \sim \alpha(M - m_0).$$

Отношение объемных потерь к приповерхностным β при $M - m_0 \gg n_0 + N$ представлено на рис. 1. Сплошным кривым соответствует $l/L_0 = 10^2$; пунктирным — 10^3 ; штрихпунктирным — 10^4 ; $\alpha(M - m_0)/\omega_m$ для кривой 1 равно 10^{-1} ; для кривой 2 — 10^{-2} ; для кривой 3 — 10^{-3} .

Заметим, что при измерениях в СВЧ диапазоне ($\omega \gtrsim 10^9$ Гц) полупроводниковых пластин толщиной больше 10^{-2} см и подвижностью свободных носителей $\mu \sim 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ объемные потери преобладают над приповерхностными.

В работе [4] дисперсия диэлектрической проницаемости изолированных высокоомных полупроводниковых пластин связывалась исключительно со временем жизни. Однако согласно результату настоящего пункта, в слабых полях $\left(\frac{qE}{kT} \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} L_s \ll 1 \right)$ подобная трактовка результатов эксперимента неверна.

3. Если одновременно с захватом на примесь происходит захват свободных носителей на поверхность, то на частотах $\ll \omega_m$ общие потери пропорциональны

$$l \cdot \omega / \omega_m + 2L_s \ln \left(\frac{1}{V\delta + \beta_1} \right), \quad (7)$$

$$\text{где } \delta = 1 + \frac{\alpha(M - m_0)}{i\omega + \alpha(n_0 + N)}, \quad \beta_1 = \frac{\gamma(M' - m'_0)}{i\omega + \gamma(n_0 + N')}$$

и $\gamma(M' - m'_0)$ — частота захвата электронов на поверхностный уровень; $\gamma(n_0 + N')$ — частота теплового выброса; M' — плотность поверхностных центров; m'_0 — равновесная плотность заполненных центров; N' — плотность электронов в полупроводнике с уровнем Ферми, совпадающим с уровнем поверхностных центров.

Формула (7) получена в предположении плоских зон.

4. Таким образом, в компенсированных полупроводниках на частотах выше частоты диэлектрической релаксации поглощение энергии электрического поля происходит преимущественно в объеме. Дисперсия диэлектрической проницаемости такова же, что и у некомпенсированных полупроводников с большими временами жизни свободных носителей. Потери в приповерхностной области в компенсированных полупроводниках, связанные с захватом свободных носителей на примесь, проявляются лишь на частотах, значительно ниже частоты диэлектрической релаксации свободных носителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трухан Э. М. — ФТТ, 1962, т. 12, с. 3496—3499.
2. Мейлихов Е. З. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, № 2, с. 327—332.
3. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. — М.: ГИФМЛ, 1963. — 327 с.
4. Ковтонюк Н. Ф. и др. — ФТП, т. 8, № 4, с. 808—814.

СВЧ ПОТЕРИ НИЗКООМНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю. В. ЛИСЮК

1. При бесконтактных измерениях удельных сопротивлений высокоомных полупроводниковых пластин резонаторным методом (см., например, [1]) сопоставление измеренных добротностей резонатора с удельным сопротивлением измеряемых участков пластин производят, предполагая однородность этих участков по удельному сопротивлению. Практически же полупроводники часто неоднородны по удельному сопротивлению, содержат низкоомные или высокоомные включения малых размеров [2, 3]. Если эти включения расположены вблизи поверхности, то они могут быть выявлены резонаторами с высоким пространственным разрешением. Другой возможный путь выявления расположенных внутри пластины таких неоднородностей состоит в использовании частотной зависимости поглощаемой ими СВЧ мощности. Действительно, если в части включения локальное значение частоты диэлектрической релаксации превосходит частоту СВЧ поля, то происходит экранирование СВЧ поля. С изменением частоты меняется размер области, в которой происходит это экранирование и в целом частотная зависимость СВЧ потерь должна отличаться от аналогичной зависимости для однородных полупроводников.

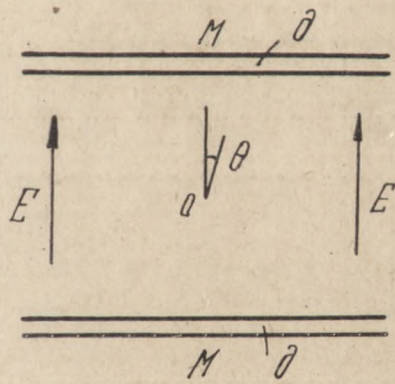


Рис. 1

Вычисление потерь в низкоомных включениях представляет интерес также для спектроскопии ядерного излучения, использующей СВЧ регистрацию [4], поскольку треки высокоэнергетичных частиц представляют собой области с относительно малым удельным сопротивлением.

В [5, 6] рассмотрен однородный полупроводник сферической формы, находящийся в однородном переменном электрическом поле. Однако полученные там результаты не могут быть непосредственно использованы даже для сферически симметричных неоднородностей со спадающими плотностями свободных носителей, что практически наиболее часто встречается.

В настоящей работе получены формулы, описывающие распределение электрического поля и потерь внутри низкоомной сферически симметричной области с относительно медленно изменяющейся плотностью свободных носителей.

2. Пусть сферически симметричная неоднородность (с. н.) находится внутри пластины однородного высокоомного полупроводника. Размер ее значительно меньше расстояния между пластинами и удалена она достаточно далеко от обеих пластин. На рисунке точка 0 обозначает центр с. н.; M — металлические электроды; d — слой изолирующего диэлектрика. Проводимость с. н. вблизи точки 0 значительно больше проводимости пластины.

Введем безразмерные переменные. Расстояния будем измерять в длинах экранирования, отнесенных к объему полупроводника, время и частоту — во временах и частотах диэлектрической релаксации полупроводника, потенциал — в kT/q , концентрацию свободных носителей — в концентрации их в объеме полупроводника.

Ограничимся для простоты случаем монополярной проводимости n -типа объема и с. н. Представим потенциал φ и концентрацию электронов N в виде:

$$\varphi = \varphi_0(r) + \varphi_1(r)e^{i\omega t} + \text{к. с.}; \quad (1)$$

$$N = n_0(r) + (n_1(r)e^{i\omega t} + \text{к. с.}), \quad n_0(0) \gg 1,$$

где $n_0(r)$ — не зависящая от внешнего поля концентрация электронов в с. н. Если $\frac{dn_0}{dr} \frac{1}{n_0(r)} \ll 1$, можно пренебречь электрическим полем включения φ_0 .

Линеаризованные диффузионно-дрейфовое уравнение и уравнение Пуассона имеют вид

$$i\omega n_1 = \text{div}(\nabla n_1 - n_0 \nabla \varphi_1 - \nabla \varphi_0 n_1); \quad (2)$$

$$\text{div} \nabla \varphi_1 = n_1, \quad (3)$$

где ∇ — операция градиента.

Подставляя n_1 из (3) в (2) и пренебрегая в правой части слагаемым, пропорциональным полю включения $\nabla \varphi_0$, получим, что вектора $i\omega \nabla \varphi_1$ и $(\nabla n_1 - n_0 \nabla \varphi_1)$ совпадают с точностью до постоянного вектора C :

$$i\omega \nabla \varphi_1 - C = \nabla n_1 - n_0 \nabla \varphi_1 \quad (4)$$

Постоянный вектор может быть определен условием на достаточном удалении от с. н. Поскольку правая часть (4) представляет собой ток, C легко находится: $C = -(1 + i\omega) E_0$ (E_0 — поле в глубине полупроводниковой пластины). Если частота поля значительно превосходит частоту диэлектрической релаксации в объеме (мы это будем везде в дальнейшем полагать), то $C \approx -i\omega E_0$. Выразим $\nabla \varphi_1$ через n_1 :

$$\nabla \varphi_1 = \frac{-i\omega E_0 + \nabla n_1}{n_0(r) + i\omega}. \quad (5)$$

n_1 находится из уравнения (2) с учетом (3)

$$\Delta n_1 - (n_0(r) + i\omega) n_1 - (\nabla \varphi_1 \nabla n_0) = 0. \quad (6)$$

В сферической системе координат (направление Θ указано на рисунке) решение (6) будем искать в виде $n_1 = n(r) \cos \Theta$. Тогда при подстановке (5) в (6) получим уравнение для $n(r)$:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dn}{dr} - \frac{2}{r^2} n - \frac{\frac{dn_0}{dr} \cdot \frac{dn}{dr}}{n_0 + i\omega} - n(n_0 + i\omega) = \frac{-i\omega E_0 \frac{dn_0}{dr}}{n_0 + i\omega}. \quad (7)$$

3. Рассмотрим практически важные случаи.

а) Пусть во всей области с. н. $\omega \gg n_0$. Тогда решение уравнения (7) можно найти, представив решение однородного уравнения (7)

в виде $\exp [f_0(r) \sqrt{i\omega} + f_1(r) + f_2(r)/\sqrt{i\omega} + \dots]$. Решение уравнения (7), конечное во всей области с. н. и вне ее, можно записать;

$$n \approx \frac{A}{i\omega} + \frac{B}{(i\omega)^2}, \text{ где } A = \frac{dn_0}{dr} E_0, B = -2n_0 \frac{dn_0}{dr} E_0.$$

При $\frac{dn_0}{dr} \ll n_0$ оба эти слагаемых дают малый вклад в $\nabla \varphi_1$, так как $n_0 \gg 1$ и поправки на экранировку, возникающие за счет знаменателя (4), значительно больше. Таким образом:

$$\nabla \varphi_1 \approx - \frac{i\omega E_0}{n_0(r) + i\omega}. \quad (8)$$

Заметим, что электрическое поле меняется лишь по величине, но не по направлению.

Согласно (4) диффузионно-дрейфовый ток I можно выразить в виде

$$I \approx i\omega (\nabla \varphi_1 - C) \approx i\omega (\nabla \varphi_1 + E_0).$$

Тогда мощность P , поглощаемая в с. н., запишется

$$P \equiv \int (I \nabla \varphi^* + \text{к. с.}) dV = \int \frac{n_0 dV}{n_0^2(r) + \omega^2} \omega^2 E_0^2 \simeq E_0^2 \int n_0(r) \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right) dV. \quad (9)$$

Конкретное вычисление P зависит от распределения $n_0(r)$. Зависимость P от ω слабая, отражающая в соответствии с принятым приближением факт почти полного проникновения поля в с. н.

б) Концентрация свободных носителей в с. н. мало меняется на длине экранирования $\frac{dn_0(r)}{dr}/n_0(r) \ll 1$. Приближенное решение уравнения (7) при произвольных соотношениях между $n_0(r)$ и ω мы получим, оставив последний член в левой части:

$$n \sim i\omega E_0 \frac{dn_0}{dr} \cdot \frac{1}{(n_0(r) + i\omega)^2}. \quad (10)$$

Легко убедиться, что влияние диффузионной составляющей в (5) также мало, и $\nabla \varphi_1$ также приближенно выражается формулой (8). (Но здесь уже необязательно при $n_0(r) \ll \omega$). Поправки к полю, связанные с ∇n , приводят к изменению направления поля и к отклонению поверхностей постоянной удельной поглощаемой мощности от сферической симметрии. Общая поглощаемая мощность P приближенно, без учета диффузионно слагаемого, запишется

$$P = 4\pi E_0^2 \omega^2 \int \frac{n_0(r) \cdot r^2 dr}{n_0^2(r) + \omega^2}. \quad (11)$$

Сравним (8) и (11) с соответствующими выражениями для однородного шарового полупроводника с резкими границами. Результаты расчета $\nabla \varphi$ и P для шара диаметром много больше длины экранирования (см., например [5, 6]) дают

$$\nabla \varphi_1 \sim - \frac{3i\omega}{n_0 + 3i\omega} E_0; \quad (12)$$

$$P \simeq E_0^2 \cdot V \cdot \frac{n_0 \cdot 9\omega^2}{n_0^2 + 9\omega^2},$$

где $\nabla \Phi_1$ — поле внутри шара на расстоянии от поверхности в несколько длин экранирования; n_0 — концентрация носителей в шаре; V — объем шара.

Наличие множителя 3 в (12) показывает, что в с. н. с резкими границами поле проникает на более низких частотах, чем в с. н. с расплывшимися границами.

4. В работе [7] при расчете амплитудного спектра в спектрометрии ядерного излучения, использующей СВЧ регистрацию, неявно предполагалось, что СВЧ поле резонатора мгновенно проникает в трек и поглощенная треком мощность мгновенно достигает своего максимального значения. При этом амплитуду сигнала (изменение выходной мощности) полностью определяют переходная характеристика резонатора и релаксация свободных носителей в треке. Очевидно, что это справедливо для треков с относительно малым числом электронно-дырочных пар. Если же время проникновения СВЧ поля в трек (время между моментом зарождения трека и моментом, когда частота диэлектрической релаксации в нем становится меньше частоты СВЧ поля) сопоставило или больше характеристического времени резонатора, то при расчете амплитуды сигнала необходимо учитывать также и динамику нарастания поглощенной треком мощности.

Результаты п. 3 позволяют оценить время нарастания поглощения в треке, поскольку в рассмотренных приближениях поглощения мощность определяется лишь проводимостью с. н.

Если характеристическое время резонатора много меньше времени проникновения СВЧ поля в трек, то поглощенная треком мощность будет играть роль сигнала (в терминологии [7]). Будем считать трек сферически симметричным с гауссовским распределением пар и дисперсий, определяемой биполярной диффузией.

Время нарастания t_0 сигнала до уровня κ % от максимального значения P_0 можно оценить по формуле (9). Возвращаясь к размерным параметрам, имеем:

$$\frac{P_0 - P(t_0)}{P_0} = \left[\frac{4\pi(\mu_n + \mu_p)N_0}{\varepsilon\omega\pi^{3/2}(2Dt_0)^{3/2}} \right]^2 = \frac{100 - \kappa}{100}, \quad (13)$$

где N_0 — общее число пар; μ_n и μ_p — подвижность электронов и дырок; D — коэффициент биполярной диффузии; ω — частота СВЧ колебаний.

Оценки по формуле (13) показывают, что при $N_0 \sim 10^7$ пар, $\mu_n \sim \mu_p \sim 10^3$ см²/с, $\omega \simeq 1,5 \cdot 10^9$ Гц сигнал достигает 99% своего максимального значения за $t_0 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ с. При этом диаметр трека ≈ 120 микрон. При $N_0 \sim 10^6$ пар соответствующие величины равны 10^{-7} с и 60 микрон.

Если характеристическое время резонатора больше этих времен, так что именно оно определяет нарастание сигнала, то максимум сигнала может достигаться при таких временах, когда размеры трека станут соизмеримыми с толщиной пластины и возникнет необходимость учета влияния приповерхностных процессов (экранировка, рекомбинация). В противном случае время нарастания потерь играет такую же роль, что и время установления колебаний в резонаторе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилов Г. Н., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ПТЭ, 1973, т. 3, с. 238—244.
2. Конников С. Г., Сидоров А. Ф. Электронно-зондовые методы исследования полупроводниковых материалов и приборов. — М.: Энергия, 1978. — 136 с.

3. Глушков Е. А., Кесаманлы Ф. П., Тузовский А. М. — Сборник информационных материалов международного симпозиума «Контроль качества полупроводниковых материалов». М., 1976, вып. 4, с. 45—49.
 4. Борзунов Н. Г., Медведев Ю. В., Петров А. С. — ФТП, 1976, т. 10, с. 1298—1304.
 5. Трухан Э. М. ФТТ, 1962, т. 4, № 12, с. 3496—3499.
 6. Мейлихов Е. З. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, № 2, с. 327—332.
 7. Борзунов Н. Г., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И. — ФТП, 1978, т. 12, с. 762—768.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН ПО ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ*

Н. Г. БОРЗУНОВ

Анализ причин отказов полупроводниковых (ПП) приборов силовой электроники, микроэлектроники, различного рода детекторов ионизирующего излучения выявляет очевидную обусловленность их, при прочих равных условиях, токопрохождением носителей заряда через материал в присутствии неоднородностей электрофизических параметров и приводит к необходимости оценки качества исходного материала его долевым распределением по величине соответствующего параметра (то есть соответствующими плотностями вероятности). Так, в тиристорных структурах важны наличие и доля низкоомных включений, обуславливающих пробойные явления, в детекторах ионизирующего излучения — доля материала с ловушками неравновесных носителей заряда, величина которой даже порядка 10^{-4} снижает качество детектора. Отметим, что связь долевого распределения ПП материала детектора по времени жизни τ носителей с его амплитудным спектром была получена еще в 1968 г. [2], а влияние низкоомных включений на пробойные явления в силовых приборах показано в экспериментах по инжекции носителей в $p-n$ -переход сканируемым по площади прибора световым или электронным зондом [3]. Кроме того, влияние флуктуаций ЭФ параметров кремния, в предположении известной функции распределения материала, на электрический и тепловой режимы работы силовых $p-n$ -переходов исследовалось в [4], где показано, что флуктуации параметров исходного материала приводят к существенным ($\sim 50\%$) поправкам к идеальной ВАХ, рассчитанной по формуле Шокли, и к оптимальным средним значениям параметров прибора.

Ниже, на примере контроля времени жизни неравновесных носителей и удельного сопротивления ПП пластин бесконтактным способом в СВЧ диапазоне представлены обоснование и экспериментальная реализация метода измерения их функций распределения (долевых распределений).

Измерение функций распределения удельного сопротивления

Предположим, что нам известно пространственное распределение удельного сопротивления в исходной пластине: $\rho = \rho(\mathbf{r})$, где $\rho(\mathbf{r})$ — удельное сопротивление материала в окрестности точки, определяемой

*Материалы статьи были доложены на пленарном заседании 3-го межведомственного Совещания по метрике полупроводников «Физические основы, методы и средства контроля процессов образования полупроводниковых и диэлектрических структур». Саратов, 1978 [1].

разрешающей способностью датчика ρ (областью локализации электрического поля СВЧ резонатора; методика измерения ρ резонаторным методом изложена в [5]). Переход от пространственного распределения $\rho(\mathbf{r})$ к долевого может быть произведен по теореме о преобразовании переменных

$$\varphi(\rho) = \left| \frac{\rho(\mathbf{r})}{(d\rho/d\mathbf{r})} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(\rho)} \quad (1)$$

Здесь $\rho(\mathbf{r})$ и $\varphi(\rho)$ — плотности вероятности координаты $\mathbf{r}$ и удельного сопротивления ρ соответственно; первая из них представляет собой вероятность того, что в окрестности точки $\mathbf{r}$ будет произведено измерение (зондирование) материала пластины, вторая — вероятность нахождения в пластине материала с данным значением ρ ; $\mathbf{r}(\rho)$ — функция, обратная к $\rho(\mathbf{r})$. Таким образом, долево распределение материала пластины по величине ρ может быть получено соответствующей обработкой его пространственной зависимости.

Рассмотрим другой метод получения долевого распределения, заключающийся в преобразовании пространственной зависимости $\rho(\mathbf{r})$ во временную область и использовании техники амплитудного анализа.

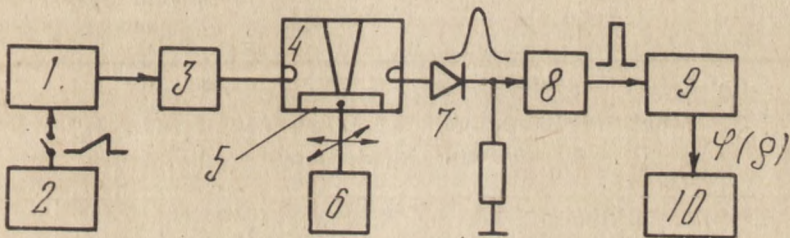


Рис. 1. Блок-схема устройства для измерения долевого распределения материала ПП пластин по удельному сопротивлению. Пояснения в тексте

Этот метод не требует априорных сведений о пространственном распределении ρ в пластине и легко поддается автоматизации, поскольку построение $\varphi(\rho)$ осуществляет специализированный прибор — амплитудный анализатор импульсов (АИ). Устройство, блок-схема которого представлена на рис. 1, содержит СВЧ генератор 1, свипируемый по частоте в диапазоне 1100÷1600 МГц генератором пилообразного напряжения (ГПН) 2, развязывающий вентиль 3, резонатор квазистатического типа 4 с областью локализации СВЧ электрического поля $\leq 0,1 \times 0,1 \times 1$ мм³, ПП пластину 5, сканируемую через емкостный зазор механизмом перемещения 6, СВЧ-детектор 7, формирователь импульсов 8, анализатор импульсов 9 (типа АИ-256-6) и самописец 10.

Работа традиционной части устройства (блоки 1—7) не требует пояснений. С выхода СВЧ-детектора видеосигнал лоренцевой формы, представляющий временную развертку резонансной кривой нагруженного резонатора, и амплитудой, пропорциональной удельному сопротивлению зондируемого участка пластины, поступает на вход формирователя 8, предназначенного для согласования входного тракта АИ с формой сигнала на выходе 7. Формирователь вырабатывает прямоугольный импульс длительностью ~ 2 мкс и амплитудой, пропорциональной амплитуде входного. Этот импульс, характеризующий зондируемый участок пластины, поступает на анализатор.

Из (1) при $\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)$ легко показать, что, для адекватности амплитудного спектра АИ искомому долево распределению $\varphi(\rho)$, между частотой следования пилообразных импульсов $f_{\text{ГПН}}(t)$, запускающих СВЧ-генератор, и скоростью перемещения $v(t)$ зондируемых частей

пластины относительно емкостного зазора должно выполняться соотношение

$$\dot{f}_{\text{гн}}(t) = \alpha \cdot v(t),$$

где α — постоянная, не зависящая от времени. Действительно, после «просмотра» всей пластины при выполнении предыдущего условия число видеоимпульсов dm , поступивших в АИ с амплитудой в интервале от A до $A+dA$ (и, следовательно, в интервале от ρ до $\rho+d\rho$, где $A = \text{const} \cdot \rho$ и $d\rho$ — цена деления канала анализатора в единицах удельного сопротивления), можно записать в виде

$$dm = N\varphi(\rho)d\rho,$$

N — полное число зондирующих импульсов, приходящихся на всю пластину. После нормировки форма амплитудного спектра на экране анализатора в точности отображает искомое долевое распределение $\varphi(\rho)$ материала пластины:

$$\frac{1}{N} \left(\frac{dm}{d\rho} \right) = \varphi(\rho), \quad (2)$$

и вопрос об экспериментальном измерении долевого распределения следует считать решенным. Измеренное распределение $\varphi(\rho)$, наряду с геометрическим $\rho(r)$, может быть выведено на самописец и использоваться как «паспорт качества» ПП пластины.

Измерение функций распределения материала по времени жизни носителей

1. Для получения долевого распределения материала по τ можно использовать только что описанное устройство. С этой целью: а) отключается генератор пилообразного напряжения и проводится подстройка частоты генератора на резонансную частоту нагруженного резонатора; б) ПП пластина облучается импульсами света, частота следования которых $f_n(t)$ линейно связана с относительной скоростью $v(t)$; в) вместо амплитудного формирователя импульсов δ используется формирователь, вырабатывающий импульс с длительностью, равной времени релаксации фотопроводимости полупроводника в емкостном зазоре резонатора; при этом анализатор импульсов переводится в режим временного анализа. После «просмотра» всей пластины временной спектр на экране АИ является искомым долевым распределением:

$$\frac{1}{N} \frac{dm}{d\tau} = \psi(\tau).$$

Оценим погрешность измерений времени жизни носителей при возбуждении их в материале, например, n -типа короткими импульсами ($t_n \ll \tau$) слабопоглощаемого оптического излучения (рис. 2). С учетом диффузии и дрейфа носителей под индуктивным штырем неравновесная концентрация взаимодействующих с СВЧ электрическим полем носителей в предположении, что вне штыря напряженность СВЧ поля равна нулю — пренебрежение краевыми полями, может быть представлена в виде [6]:

$$\Delta p_n(t) = \Delta p_{n0} e^{-t/\tau_p} F \left(y_0, \frac{b}{d}, \frac{b}{L_g}, \varepsilon, t/\tau_p \right),$$

где функция F , выражающая отклонение релаксации от экспоненты, записывается через интегралы вероятности $\Phi(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp(-x^2) dx$

(для простоты возьмем случай центрального освещения $y_0 = 0$ и отсутствия статических полей $\varepsilon = 0$):

$$F = \frac{d}{2b} \left\{ \left(1 + \frac{b}{d} \right) \Phi \left[\xi \left(1 + \frac{b}{d} \right) \right] - \left(1 - \frac{b}{d} \right) \Phi \left[\xi \left(1 - \frac{b}{d} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{\xi-1}{\sqrt{\pi}} \left[\exp \left\{ -\xi^2 \left(1 + \frac{b}{d} \right)^2 \right\} - \exp \left\{ -\xi^2 \left(1 - \frac{b}{d} \right)^2 \right\} \right] \right\}.$$

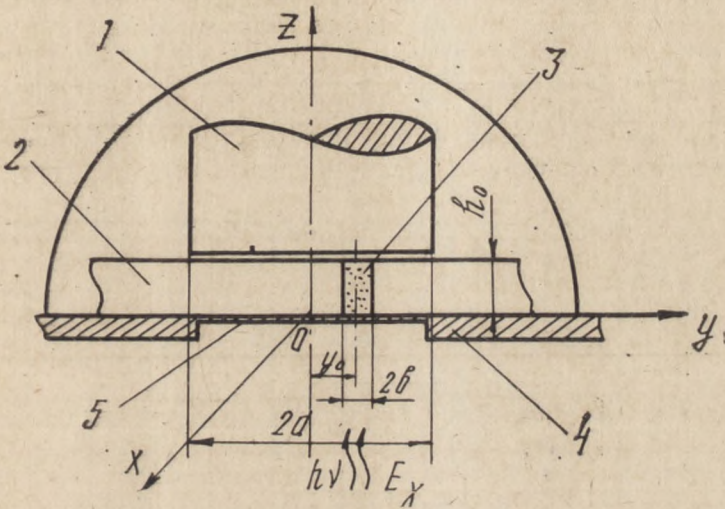


Рис. 2. Схематическое изображение емкостного зазора резонатора с полупроводниковой пластиной: 1 — индуктивный штырь; 2 — ПП пластина; 3 — освещаемый участок пластины с неравномерными носителями заряда; 4 — стенка резонатора с полупрозрачным к излучению окном 5

$$\xi = \frac{d/2L_g}{\sqrt{t/\tau_p}},$$

где L_g — диффузионная длина; τ_p — время жизни дырок.

На рис. 3, а и б представлены кинетика сигнала на выходе резонатора при различных соотношениях между размерами освещаемой области, штыря и диффузионной длиной и относительная погрешность измерений соответственно. Из рисунка видно, что при малых отношениях (~ 1) d/b и b/L_g релаксация линейной фотопроводимости напоминает характерные сигналы Оже-рекомбинации, являясь следствием лишь диффузии носителей из-под штыря. Неискаженные с точностью не хуже 10% измерения времени жизни получаются при $b/L_g, d/b \geq 5$.

II. Рассмотрим метод измерения $\psi(\tau)$, когда в качестве источника излучения, создающего неравномерные носители, заряда, используется источник моноэнергетических γ -квантов с энергией E_γ из области фото- или комптоновского поглощения. Ниже будет показано, что измерение $\psi(\tau)$ в этом случае имеет дополнительные преимущества вследствие изотропного и точечного механизма поглощения γ -квантов материалом полупроводника. Преимущества могут быть как технического плана, например, упрощение устройства за счет исключения механизма сканирования полупроводника, так и принципиальными, когда появляется возможность разделения объемного и приповерхностного времен жизни носителей.

Алгоритм формирования временного спектра получим из механизма формирования амплитуды A сигнала фотопроводимости нагружен-

ным резонатором и статистики времени жизни носителей ПП пластины $\psi(\tau)$ [7, 8]:

$$A(t) = \eta \int_0^t \Delta\sigma(t-\xi) \frac{dR}{dt} \Big|_{t=\xi} d\xi, \quad (3)$$

где $\Delta\sigma(t) = n(t) + (\mu_p/\mu_n)p(t)$; $n(t)$ и $p(t)$ — неравновесные добавки концентрации носителей: $n(t=0) = p(t=0) = E\gamma/W$; W — энергия образования e — p -пары; $R(t) = 1 - \exp(-\Theta t)$ — реакция резонатора на единичную ступеньку возмущений СВЧ колебаний нагруженного резонатора, а Θ^{-1} — его характеристическое время. Размерный коэффициент η состоит из сомножителей, представляющих собой пересчитанные в выходную цепь резонатора его равновесные параметры, коэффициенты связи и крутизну преобразования СВЧ-детектора. Вид коэффициента η , не влияющего на форму и относительную ширину спектра, можно не конкретизировать и положить равным 1.

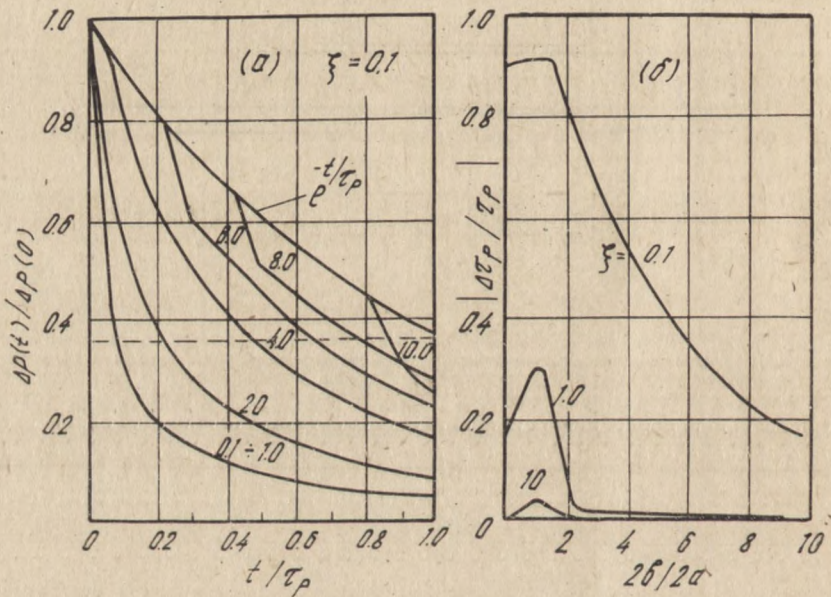


Рис. 3. Кинетика сигнала фотопроводимости с учетом диффузии неравновесных носителей под индуктивным штырем (а) и относительная погрешность измерения времени жизни (б). Цифрами около кривых (а) обозначено отношение размеров освещаемой области и штыря ($2b/2a$)

Дальнейший расчет алгоритма формирования спектра требует выбора конкретной модели рекомбинации носителей (конкретный вид $n(t)$ и $p(t)$), поэтому здесь мы рассмотрим только схему получения искомого распределения: из условия $(dA/dt)_{t=t_{\max}} = 0$ отыскивается момент времени $t_{\max}$ достижения сигналом амплитудного значения $A(\theta, \tau, \frac{\mu_p}{\mu_n})$; поскольку амплитуда A найдена, то распределение числа импульсов по амплитуде записывается аналогично формуле (1)

$$\frac{dm}{dA}(A) = \psi[\tau(A)] \left| \frac{d\tau}{dA} \right|_{\tau=\tau(A)}, \quad (4)$$

где $\psi[\tau(A)]$ — искомое распределение. В [7] и [8] показано, что как при монополярном захвате носителей, так и рекомбинации типа Шокли—Рида соответственно, зависимость $A=A(\tau)$ является гладкой, так

что при небольших относительных разбросах τ по объему полупроводника выполняется соотношение: $|d\tau/dA| = \text{const}$ — в смысле независимости от A . Тогда из (4) сразу же имеем:

$$\frac{dm}{dA}(A) \cong \psi(\tau). \quad (5)$$

Таким образом, сам резонатор, посредством своей АЧХ, выступает как «трансформатор» спектра флуктуаций времен жизни носителей в амплитудный спектр.

Оценим величину пространственного разрешения рассматриваемого метода. Известно [9], что в точке поглощения γ -кванта образуется электронно-дырочное облако с размерами порядка 1 мкм. После термализации неравновесных носителей ($\sim 10^{-11}$ с) плазменное облако диффузно расплывается и рекомбинирует. Тогда диаметр облака в момент $t_{\max}$ формирования амплитуды сигнала оценивается величиной $\Phi_0 \lesssim \sqrt{D t_{\max}}$, где D — коэффициент диффузии. Например, для кремния $D \simeq 20 \text{ см}^2/\text{с}$ и $t_{\max} \simeq 10^{-7}$ с имеем $\Phi_0 \lesssim 10$ мкм.

Формирование спектра времен жизни ПП пластины с изгибом зон на поверхности (рис. 4) прослеживается на модели ступенчатого распределения времени жизни в глубь полупроводника [10]:

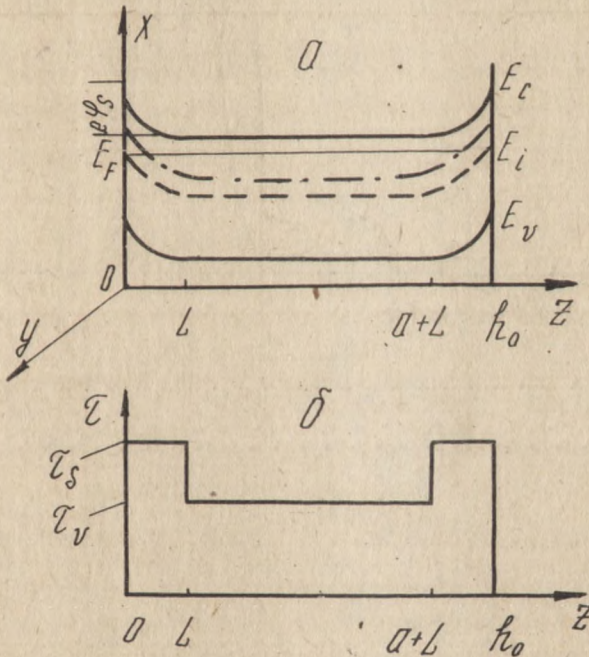


Рис. 4. ПП пластина с изгибом зон на поверхности (а) и модельное распределение времени жизни носителей в глубь полупроводника (б): L — толщина ОПЗ, h_0 — толщина пластины

$$\tau = \begin{cases} \tau_s, & \text{при } 0 < z < L, \quad L + a < z < h_0, \\ \tau_v, & \text{при } L \leq z \leq L + a. \end{cases} \quad (6)$$

Тогда, согласно (1) и (5), распределение ПП материала по времени жизни может быть представлено в виде суперпозиции спектров флуктуаций приповерхностного τ_s и объемного τ_v времен жизни:

$$\frac{dm}{dA}(A) \cong \psi(\tau) = \psi_s(\tau_s) + \psi_v(\tau_v).$$

Обсуждение результатов

Измерения функций распределения материала по ρ кремниевых пластин отечественного производства (диапазон $\rho = 10^2 \div 10^4$ Ом·см, толщина ~ 1 мм и диаметр до 40 мм) показали, что долевое распределение материала каждой пластины (шайбы) представляет собой скорее многомодальное распределение (коэффициенты асимметрии и эксцесса не равны нулю для каждой моды по отдельности), часто наложенное на детерминированное распределение, обусловленное технологическим характером пространственной зависимости $\rho(r)$ (рис. 5).

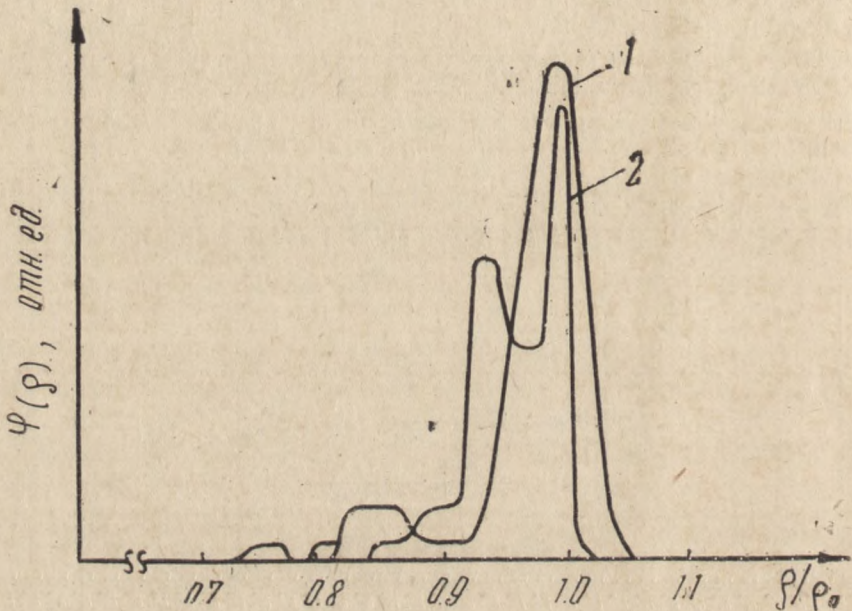


Рис. 5. Измеренные распределения $\varphi(\rho)$ кремниевых шайб с удельным сопротивлением ~ 1 кОм·см (1) и ~ 10 кОм·см (2). Горизонтальная шкала нормирована к наиболее вероятному значению ρ_0

Поэтому, по мнению автора, существующая методика оценки качества ПП монокристаллов по ρ не может быть перенесена на пластины. Первый тип погрешности, назовем ее методической, возникает вследствие нерепрезентативности традиционной оценки и не нормальности долевого распределения материала (оценка среднего смещена относительно истинного значения). Второй источник погрешности стандартной методики обусловлен многомодальностью долевого содержания материала (наличием микро- и макровключений, удельное сопротивление или время жизни которых отличаются от параметров остального объема), когда протекание тока через включения сопровождается нелинейными явлениями (образованием микроплазм, автокализацией и шнурованием тока и т. д.) с последующим микро- и макропробоем прибора и выходом его из строя. Ясно, что именно эта доля объема, занятая неоднородностью, определяет качество ПП прибора**.

** Необходимость введения критерия качества пластины на основе долевого распределения следует также из дальнейшей миниатюризации ПП приборов, размер которых становится сравним с размерами включений. В этом случае измеренная плотность вероятности при прочих равных условиях непосредственно дает ответ о «проценте выхода» приборов.

Оба источника погрешностей традиционной методики оценки качества материала по ρ являются источником погрешности в дальнейшем — при оценке электрических, тепловых и др. номиналов ПП приборов и воспроизводимости этих параметров у совокупности приборов, изготовленных из этого материала.

Предложенные методы измерения долевого распределения материала по ЭФ параметрам могут представлять объективную основу при разработке технических условий на приемо-сдаточный контроль ПП пластин, а также использоваться в исследовательской практике при изучении явлений, обусловленных флуктуациями электрофизических параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борзунов Н. Г., Медведев Ю. В. Тезисы докладов 3-го межведомственного совещания по метрике полупроводников. — Саратов, 1978, с. 6—7.
 2. Строкан Н. Б., Тиснек Н. И., Афанасьев В. Ф. — Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5, с. 211—214.
 3. Бардин В. М. Надежность силовых полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1978, с. 96.
 4. Мнацаканов Т. Т. — Радиотехника и электроника, 1977, т. 22, № 2, с. 366—373; т. 22, № 11, с. 2401—2404; 1978, т. 23, № 12, с. 2612—2615.
 5. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. О методике измерения параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ. — Наст. сборник.
 6. Гынгазов С. А. Влияние диффузии и дрейфа неравновесных носителей на измеряемые СВЧ резонаторным методом времена релаксации фотопроводимости полупроводников (курсовая работа)/ТГУ, РФФ. — Томск, 1979, с. 3—6.
 7. Борзунов Н. Г., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И. — Физика и техника полупроводников, 1978, т. 12, № 4, с. 762—766; 1979, т. 13, № 2, с. 412.
 8. Панина Л. Э. Формирование амплитудного спектра гамма-квантов полупроводниковым детектором с учетом неоднородности времени жизни носителей (курсовая работа)/ТГУ, РФФ. — Томск, 1979, с. 16—20.
 9. Дирнли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. — М.: Мир, 1966, с. 27—35.
 10. Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах — М.: Сов. радио, 1977, с. 39.
-

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН СВЧ РЕЗОНАТОРНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю. В. МЕДВЕДЕВ

Бесконтактные методы измерения параметров полупроводников находят широкое применение в метрике за счет основного их достоинства — отсутствия контактов на исследуемом образце. Существует большое разнообразие бесконтактных методов и устройств для измерения параметров полупроводников, отличающихся диапазоном частот, конструкциями датчиков и способом включения исследуемого образца в электромагнитное поле. ВЧ-методы [1—5] позволяют измерять удельные сопротивления в диапазоне $10^{-2} \div 10^3$ Ом·см. Устройства, использующие токовое включение полупроводника в резонатор [6—9], находят применение для измерения ρ низкоомных материалов $10^{-4} \div 10^{-1}$ Ом·см. В литературе нет достаточно четкого определения причин, ограничивающих диапазон измерения удельного сопротивления. В связи с этим на примере квазистатического резонатора рассмотрим диапазон измеряемых значений удельного сопротивления.

Блок-схема устройства приведена на рис. 1. Принцип работы устройства описан в работе [10]. Величина прошедшей через резона-

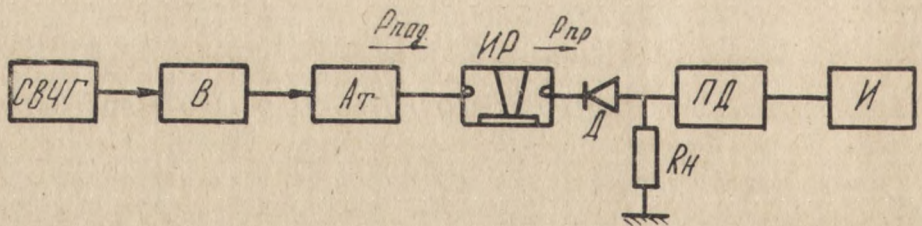


Рис. 1. Блок-схема устройства для бесконтактного измерения удельного сопротивления полупроводников: СВЧГ — сверхвысокочастотный генератор; В — развязывающий вентиль; Ат — аттенюатор; ИР — измерительный резонатор, Д — детектор; R_H — сопротивление нагрузки в цепи детектора; ПД — пиковый детектор; И — индикатор (цифровой вольтметр); $P_{пад}$ — уровень СВЧ мощности, поступающей на измерительный резонатор; $P_{пр}$ — прошедшая СВЧ мощность через резонатор

тор СВЧ мощности связана с параметрами полупроводника и резонатора выражением

$$P_{пр} = P_{пад} \frac{4Q_2^2}{Q_1 Q_2 \left(1 + \frac{Q_\epsilon}{Q_1} + \frac{Q_\epsilon}{Q_2}\right)^2}, \quad (1)$$

где Q_1, Q_2 — добротности элементов связи; Q_Σ — добротность резонатора с полупроводником.

Добротность резонатора с полупроводником имеет вид

$$Q_\Sigma = \frac{Q_n Q_p}{Q_n + \kappa Q_p}, \quad (2)$$

где Q_p — добротность пустого резонатора; Q_n — добротность полупроводника; κ — коэффициент включения полупроводника в резонатор. Из (1), (2) следует, что если $Q_n \gg \kappa Q_p$, то полупроводник практически не вносит потерь в резонатор. Таким образом, условием, определяющим диапазон измерения ρ резонаторным методом, является равенство

$$Q_n \leq \kappa Q_p. \quad (3)$$

В случае высокоомных полупроводниковых образцов ($\omega \gg \omega_{д-р}$) равенство (3) преобразуется к виду

$$\frac{\varepsilon_0 f \rho_{\max}}{2} \leq \kappa Q_p. \quad (4)$$

Откуда

$$\rho_{\max} \leq \frac{2 \kappa Q_p}{\varepsilon_0 f}. \quad (5)$$

Для низкоомных образцов согласно [10] получаем

$$\rho_{\min} \geq \frac{2 d_3}{Q_p f d_n}. \quad (6)$$

Для реальных значений $Q_p \approx 2 \cdot 10^3$, $\kappa \approx 0,1$ и $f = 10^9$ Гц для кремния получаем $\rho_{\max} \leq 10^6$ Ом·см и $\rho_{\min} \geq 10^{-4}$ Ом·см. Таким образом, диапазон измерения по коэффициенту передачи резонатора ограничен добротностью пустого резонатора и коэффициентом включения. Для расширения диапазона измерения необходимо использовать высокодобротные резонаторы и обеспечивать полное включение полупроводника в резонатор. Реальная величина Q_p при комнатной температуре может быть достигнута порядка 10^4 , а коэффициент включения ~ 1 , что незначительно расширяет диапазон ρ . Для расширения диапазона ρ можно использовать сверхпроводящие резонаторы, которые имеют $Q_p \sim 10^9$, однако такой путь расширения диапазона является технически сложной задачей.

Более простой путь решения этой задачи — использование балансной или мостовой схемы включения измерительного резонатора.

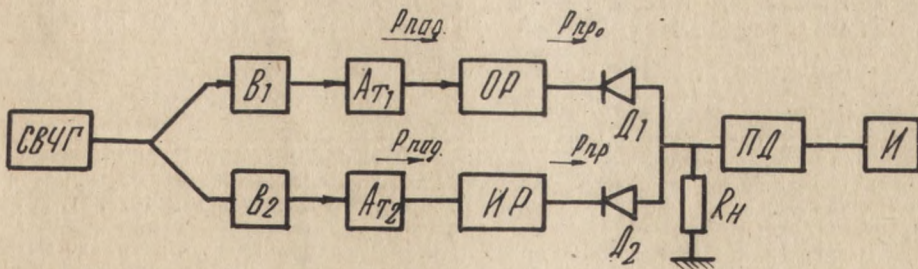


Рис. 2. Блок-схема устройства с опорным резонатором для бесконтактного измерения удельного сопротивления полупроводников: СВЧГ — сверхвысокочастотный генератор; В₁, АТ₁, Д₁ — вентиль, аттенуатор, детектор измерительного канала; В₂, АТ₂, Д₂ — вентиль, аттенуатор, детектор опорного канала; ИР — измерительный СВЧ резонатор; ОР — опорный резонатор; R_н — сопротивление нагрузки детекторов; ПД — пиковый детектор; И — индикатор (цифровой вольтметр)

Блок-схема такого устройства приведена на рис. 2. На практике могут встречаться различные варианты этой схемы: включение резонаторов

во 2-й Т-мост; с резонатором, включенным на отражение; компенсация постоянной составляющей тока детектора и т. д. Суть этих схем заключается в том, что измерение ρ сводится к регистрации разбаланса опорного и измерительного канала, величина которого равна

$$\Delta P_{\text{пр}} = P_{\text{пр.оп.р.}} - P_{\text{пр.изм.р.}} = P_{\text{пад}} \frac{4Q_p^2}{Q_1 Q_2 \left(1 + \frac{Q_p}{Q_1} + \frac{Q_p}{Q_2}\right)^2} - P_{\text{пад}} \frac{4Q_s^2}{Q_1 Q_2 \left(1 + \frac{Q_s}{Q_1} + \frac{Q_s}{Q_2}\right)^2} \quad (7)$$

Полагая для простоты $Q_1, Q_2 \gg Q_p$ и учитывая (2), получаем

$$\Delta P_{\text{пр}} = P_{\text{пр.о}} \left(1 - \frac{Q_s^2}{Q_p^2}\right) = P_{\text{пр.о}} \frac{2\kappa Q_p Q_n + \kappa^2 Q_p^2}{(\kappa Q_p + Q_n)^2} \quad (8)$$

где $P_{\text{пр.о}}$ — прошедший уровень СВЧ мощности через опорный резонатор. Для высокоомных образцов, для которых выполняется условие $Q_n \gg \kappa Q_p$ выражение (8) преобразуется к виду

$$\Delta P_{\text{пр.мин}} \simeq P_{\text{пр.о}} \frac{2\kappa Q_p}{Q_n} \quad (9)$$

Откуда

$$Q_{n \text{ max}} \simeq 2\kappa Q_p \frac{P_{\text{пр.о}}}{\Delta P_{\text{пр.мин}}} \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что предельные значения ρ данным методом определяются чувствительностью схемы, т. е. шумами детектора. Простая схема регистрации при помощи квадратичных детекторов позволяет определять $\Delta P_{\text{мин}}/P_{\text{пр.о}} \simeq 10^{-9}$, следовательно, предельные значения ρ_{max} и ρ_{min} для $Q_p = 2 \cdot 10^3$, $\kappa = 0,1$ и $f = 10^9$ Гц будут соответственно равны $\rho_{\text{max}} \leq 3,3 \cdot 10^{10}$ Ом·см и $\rho_{\text{min}} \geq 10^{-9}$ Ом·см. Таким образом, схема с опорным каналом значительно расширяет динамический диапазон измерения удельных сопротивлений бесконтактным методом и, следовательно, расширяет его функциональные возможности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nyberg D. W., Burgess R. E. Canadian. J. Phys., 1962, 40, 8, p. 1174—1178.
2. Брайант, Ганн. — Приборы для науч. исслед., 1965, № 11, с. 93—97.
3. Ле-Паж, Бернальже и Линджольи. — Приборы для науч. исслед., 1968, № 7, с. 39—42.
4. Фомин А. А. — ПТЭ, 1969, № 4, с. 187—190.
5. Данковский Ю. В., Кукуй А. С., Куш В. В. — Науч. тр. «Гиредмета», т. 51, № 3, с. 173—178. — М.: Металлургия.
6. Баканов Г. Р. и др. — ПТЭ, 1967, № 6, с. 121—124.
7. Иремашвили Д. В. и др. — ПТЭ, 1969, № 6, с. 191—194.
8. Иремашвили Д. В. и др. — ПТЭ, 1969, № 4, с. 189—192.
9. Плохова Л. А., Калыгина В. М. — Микроэлектроника, 1973, т. 2, № 4, с. 363—367.
10. Медведев Ю. В., Петров А. С. — Сб. информ. матер. симп. по метрике полупровод. матер. «Контроль качества полупроводниковых материалов», 1976, вып. 4, с. 173—181. М.: Металлургия.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК СВЧ РЕЗОНАТОРОМ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ТИПА

М. В. ДЕТИНКО, Ю. В. МЕДВЕДЕВ, А. С. ПЕТРОВ

В настоящей работе рассматривается возможность измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок по потерям, вносимым в СВЧ резонатор квазистатического типа эпитаксиальной структурой, помещенной в его емкостной зазор (рис. 1).

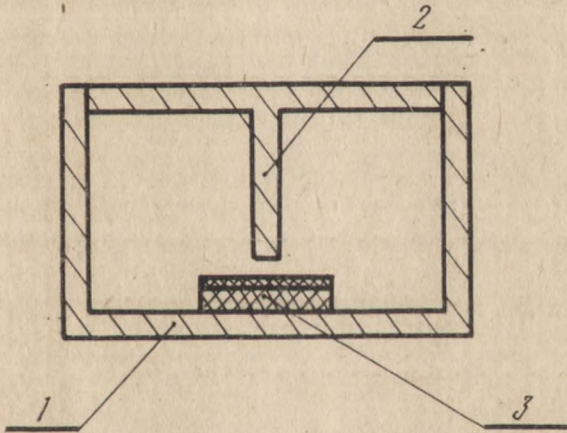


Рис. 1. Схема размещения эпитаксиальной структуры в измерительном резонаторе: 1 — исследуемая структура; 2 — индуктивный штырь; 3 — корпус резонатора

Добротность эпитаксиальной структуры в электрическом поле плоского конденсатора

Простейшей моделью эпитаксиальной структуры в поле плоского конденсатора является система (рис. 2), состоящая из двух полупроводниковых слоев I, II (пленки и подложки соответственно) и слоя диэлектрика III, соответствующего воздушному зазору между электродами и исследуемой эпитаксиальной структурой. Подобная задача решена для случая одного проводящего слоя в [1, 2].

Не нарушая общности, рассмотрим структуру n -типа. Будем считать, что выполняется условие квазистационарности электромагнитного поля, а время жизни неосновных носителей в зоне $\tau_{\text{зон}}$ значительно больше периода поля:

$$\omega \gg \frac{1}{\tau_{\text{зон}}}. \quad (1)$$

Задачу решаем для случая малых полей, что позволяет пренебречь обменом носителей между проводящими слоями.

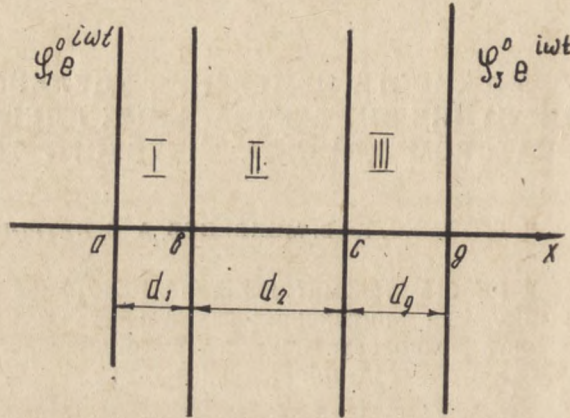


Рис. 2. Модель для расчета добротности эпитаксиальной структуры в однородном электрическом поле

В электрическом поле, приложенном по оси x , $E(x, t) = E(x)e^{i\omega t}$ с потенциалом $\varphi(x, t) = \varphi(x)e^{i\omega t}$, носители заряда в m -м слое ($m = 1, 2$) перераспределяются согласно уравнениям непрерывности и Пуассона

$$\begin{cases} \frac{\partial n_m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D_m \frac{dn_m}{dx} - \mu_m n_m \frac{d\varphi_m}{dx} \right], \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon_m \varepsilon_0} (N_m - n_m), \end{cases} \quad (2)$$

где N_m — концентрация ионизованных доноров в m -м слое; n_m — концентрация свободных носителей заряда в m -м слое; q — заряд электрона; ε_m — диэлектрическая проницаемость m -го слоя; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; D_m — коэффициент диффузии в m -м слое; μ_m — подвижность носителей заряда в m -м слое.

В случае малых полей решение ищем в виде

$$n_m(x, t) = n_{0m} + \Delta n(x) e^{i\omega t},$$

где

$$n_{0m} = N_m;$$

$$\Delta n_m \ll n_{0m}.$$

В этом приближении система уравнений (2) линеаризуется и разделяется

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Delta n_m}{\partial x^2} - \left(\frac{i\omega}{D_m} + \frac{1}{L_m^2} \right) \Delta n_m = 0; \\ \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} = \frac{q}{\varepsilon_m \varepsilon_0} \Delta n_m, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$L_m = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_m K T}{q^2 n_{0m}}} - \text{дебаевский радиус экранирования.}$$

Решение системы уравнений (3) ищем в виде

$$\begin{aligned}\Delta n_m &= A_m \operatorname{sh} \kappa_m x + B_m \operatorname{ch} \kappa_m x; \\ E_m(x) &= -\frac{q}{\varepsilon_m \varepsilon_0} \left[\frac{A_m}{\kappa_m} \operatorname{ch} \kappa_m x + \frac{B_m}{\kappa_m} \operatorname{sh} \kappa_m x \right] + C_m; \\ \varphi_m(x) &= \frac{q}{\varepsilon_m \varepsilon_0} \left[\frac{A_m}{\kappa_m^2} \operatorname{sh} \kappa_m x + \frac{B_m}{\kappa_m^2} \operatorname{ch} \kappa_m x \right] - C_m x + F_m,\end{aligned}$$

где

$$\kappa_m^2 = \frac{i\omega}{D_m} + \frac{1}{L_m^2}.$$

Решение в слое III очевидно:

$$\begin{aligned}\varphi_3(x) &= Gx + H; \\ E_3(x) &= -G.\end{aligned}$$

Для определения констант интегрирования необходимо десять граничных условий. Шесть из них следуют из условия сшивания полей и потенциалов на границах двух сред

$$\begin{aligned}\varphi_1(a) &= \varphi_1^0; & \varphi_3(g) &= \varphi_3^0; \\ \varphi_1(b) &= \varphi_2(b); & -\varepsilon_1 E_1(b) &= \varepsilon_2 E_2(b); \\ \varphi_2(c) &= \varphi_3(c) & \varepsilon_2 E_2(c) &= \varepsilon_3 E_3(c).\end{aligned}$$

Два других находим из условия равенства нулю потока носителей на границах $x = a$, $x = c$:

$$\begin{aligned}\left(n_1 \mu_1 E_1 + D_1 \frac{d \Delta n_1}{d x} \right) \Big|_{x=a} &= 0; \\ \left(n_2 \mu_2 E_2 + D_2 \frac{d \Delta n_2}{d x} \right) \Big|_{x=c} &= 0.\end{aligned}$$

Наконец, отсутствие обмена носителями между проводящими слоями и неравенство (1) позволяют считать, что полное число носителей в каждом слое постоянно в любой момент времени, то есть

$$\begin{aligned}\int_a^b \Delta n_1(x) dx &= 0; \\ \int_b^c \Delta n_2(x) dx &= 0.\end{aligned}$$

Совместное решение записанных уравнений позволяет определить C_2 , которое необходимо для дальнейшего анализа:

$$C_2 = \frac{-i\omega \varepsilon_0 (\varphi_3^0 - \varphi_1^0)}{(q n_2 \mu_2 + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2) \left\{ \sum_{m=1}^2 \left[\frac{i\Omega_m d_m}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)} + 2L_m \frac{\operatorname{ch} \kappa_m d_m - 1}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)^3 \operatorname{sh} \kappa_m d_m} \right] + \frac{d_d}{\varepsilon_d} \right\}}, \quad (4)$$

где

$$\Omega_m = \omega / \omega_{\text{д.р.м.}}$$

$\omega_{\text{д.р.м.}}$ — частота диэлектрической релаксации в m -м слое, определяемая выражением

$$\omega_{\text{д.р.м.}} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_m \rho_m},$$

где φ_m — удельное сопротивление m -го слоя на постоянном токе.

Полный ток, текущий через II слой, определяется выражением

$$j = \left[qn_2 \mu_2 E_2 + qD_2 \frac{d\Delta n_2}{dx} + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 \right] e^{i\omega t}.$$

Раскрывая значения E_2 и Δn_2 получим

$$j = [qn_2 \mu_2 + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2] C_2 e^{i\omega t}. \quad (5)$$

С другой стороны, полный ток, текущий через систему, можно выразить через ее комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}$:

$$j = - \frac{i\omega \tilde{\varepsilon} \varepsilon_0}{d_1 + d_2 + d_d} (\varphi_3^0 - \varphi_1^0) e^{i\omega t}. \quad (6)$$

Приравняв (5) и (6) и учитывая (4), получим выражение для $\tilde{\varepsilon}$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{d_1 + d_2 + d_d}{\sum_{m=1}^2 \left[\frac{i\Omega_m d_m}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)} + 2L_m \frac{\text{ch } \kappa_m d_m - 1}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)^3 \text{sh } \kappa_m d_m} \right] + \frac{d_d}{\varepsilon_d}}. \quad (7)$$

Поскольку измерение параметров эпитаксиальной структуры основано на регистрации внесенных ею потерь в резонансную систему, основной характеристикой которой является добротность, введем понятие добротности исследуемой структуры:

$$\bar{Q} = \frac{\text{Re } \tilde{\varepsilon}}{\text{Im } \tilde{\varepsilon}}. \quad (8)$$

Дальнейший анализ проводился на ЭВМ.

На рис. 3 изображена зависимость добротности системы от частоты при различных $d' = \frac{d_d \varepsilon_1}{\varepsilon_d d_1}$. Кривая добротности имеет два минимума, соответствующих частотам Ω_{d1} , Ω_{d2} . Можно заметить, что при $d' \geq 24$ $\Omega_{d1} = 1$, $\Omega_{d2} = 1$. Таким образом, снимая зависимость добротности структуры от частоты при $d' > 24$, можно определить $\omega_{др1}$, $\omega_{др2}$, а следовательно, и ρ_1 , ρ_2 .

На рис. 4 изображена зависимость величины минимумов добротности системы от d' при постоянных параметрах эпитаксиальной структуры. Можно заметить, что с ростом d' добротность системы неограниченно растет. Поскольку добротность структуры не должна превышать добротности измерительного резонатора, так как в этом случае вносимые потери не будут заметны на фоне собственных потерь резонатора, то величина d' оказывается ограниченной сверху. Например, для добротности резонатора $Q_0 = 2000$ $d' < 600$.

Полученные результаты легко обобщаются на случай z слоев

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{d_g + \sum_{m=1}^z d_m}{\frac{d_g}{\varepsilon_g} + \sum_{m=1}^z \left[\frac{i\Omega_m d_m}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)} + 2L_m \frac{\text{ch } \kappa_m d_m - 1}{\varepsilon_m (i\Omega_m + 1)^3 \text{sh } \kappa_m d_m} \right]}.$$

Это позволяет заключить, что возможно измерение ρ каждого слоя многослойных и полупроводниковых структур по положению соответствующего минимума добротности.

Экспериментальное исследование

Эксперимент проводился с целью выяснения соответствия расчетной модели (рис. 2) реальному случаю включения эпитаксиальной структуры в СВЧ электрическое поле емкостного зазора измерительного

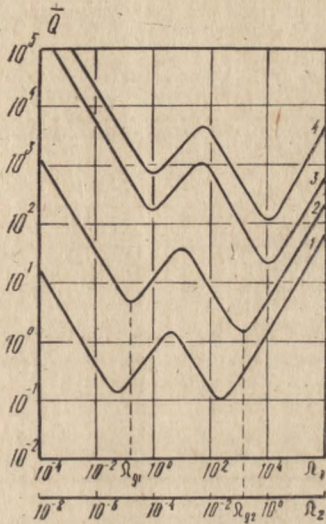


Рис. 3. Частотная зависимость добротности системы: ($d_1 = 10^{-5}$ м; $d_2 = 10^{-4}$ м; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 12$; $\varphi_1 = 0,17$ Ом·м; $\varphi_2 = 0,17 \cdot 10^{-4}$ Ом·м). 1 — $d' = 0$; 2 — $d' = 12$; 3 — $d' = 24$; 4 — $d' = 240$

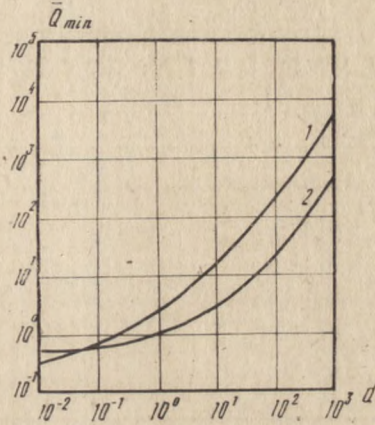


Рис. 4. Зависимость величины минимумов добротности системы от толщины диэлектрика: ($d_1 = 10^{-5}$ м; $d_2 = 10^{-4}$ м; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 12$; $\varphi_1 = 0,17 \cdot 10^{-6}$ Ом·м; $\varphi_2 = 0,17 \cdot 10^{-4}$ Ом·м). 1 — Q_{min1} ; 2 — Q_{min2}

резонатора (ИР). При расчете добротности структуры мы считали, что поле является однородным. В реальном случае, вследствие ограниченности электродов, это предположение не выполняется. Поэтому необходимо оценить влияние неоднородности электрического поля на добротность эпитаксиальной структуры,

В качестве исследуемых образцов использовались ганновские структуры с концентрацией свободных носителей в пленке $\sim 10^{21}$ м $^{-3}$.

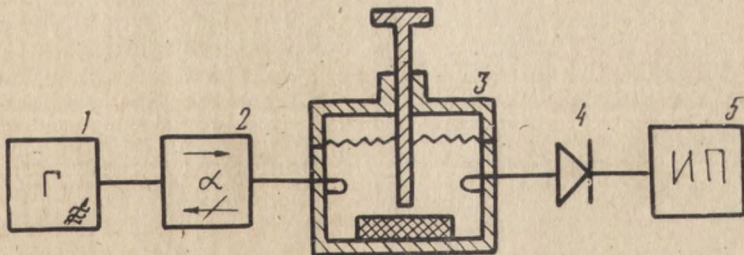


Рис. 5. Блок-схема измерительной установки: 1 — генератор СВЧ; 2 — вентиль; 3 — измерительный резонатор; 4 — квадратичный детектор; 5 — индикатор

Экспериментальная установка, блок-схема которой изображена на рис. 6, содержит генератор СВЧ 1, работающий в режиме свипирования частоты, вентиль 2, измерительный резонатор проходного типа 3, детекторную секцию 4 и индикатор. В качестве ИР используется резо-

натор квазистатического типа на запердедном волноводе с поперечным штырем. Отличительной особенностью такого резонатора является концентрация СВЧ электрического поля в зазоре между торцом штыря и стенкой волновода. Исследуемая эпитаксиальная структура через открытый конец волновода помещается в емкостной зазор под торец штыря. Устройство работает следующим образом: СВЧ мощность от генератора через развязывающий вентиль поступает на резонатор, в котором расположена эпитаксиальная структура, а затем на квадратичный детектор в результате чего через нагрузку, которой служит входное сопротивление индикатора, течет ток, пропорциональный прошедшей через ИР СВЧ мощности, величина которой при резонансе определяется выражением [3]:

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пад}} \frac{4Q_z^2}{Q_1 Q_2 \left(1 + \frac{Q_z}{Q_1} + \frac{Q_z}{Q_2}\right)^2},$$

где $P_{\text{пр}}$ — мощность СВЧ, прошедшая через ИР; $P_{\text{пад}}$ — мощность СВЧ, поступающая на ИР; Q_1, Q_2 — добротность элементов связи; Q_z — суммарная добротность ИР с исследуемым образцом и определяется соотношением

$$\frac{1}{Q_z} = \frac{1}{Q_0} + \frac{k}{\bar{Q}},$$

где Q_0 — добротность пустого ИР; $\bar{Q}$ — добротность исследуемого образца; k — коэффициент включения исследуемого образца в ИР. $\bar{Q}$ определяется формулой (8).

Коэффициент включения в общем случае показывает, какая часть энергии электрического поля ИР заключена в объеме исследуемого образца и определяется выражением

$$k = \frac{\int_{V_0} \epsilon E E^* dV}{\int_V \epsilon E E^* dV},$$

где V_0 — объем исследуемого образца; V — внутренний объем резонатора.

Таким образом, амплитуда резонансной кривой при постоянных k и $P_{\text{пад}}$ будет расти с ростом Q . Коэффициент включения определяется толщиной воздушного зазора d_g между структурой и штырем. С ростом d_g k уменьшается. Постоянство k контролировалось по резонансной частоте ИР. Поскольку $f \sim 1/d_g$, то условие $f = \text{const}$ соответствует условию $k = \text{const}$.

На рис. 6 изображена зависимость амплитуды резонансной кривой резонатора U с исследуемой структурой от d_g , отнесенной к амплитуде пустого резонатора U_0 . Можно заметить, что с ростом d U/U_0 растет и стремится к 1.

В таблице приведены значения амплитуды резонансной кривой ИР для различных эпитаксиальных структур при фиксированном ρ . Величина сигнала зависит от того, каким образом помещается образец — пленкой (U_1) или подложкой к штырю (U_2). Это объясняется тем, что в результате ограниченности электродов и скин-эффекта поле в исследуемой структуре существенно неоднородно и ток течет так, как это изображено на рис. 7. Поэтому добротность структуры зависит от расположения под штырем. Таким образом, приведенный выше расчет справедлив для случая, когда размеры структуры много меньше диаметра торца штыря. В этом случае реализуется однородное поле. Для

учета неоднородности электрического поля в выражении (7) необходимо заменить d_m на эффективную толщину слоя $d_{m\text{эф}}$, для чего требуется провести расчет с учетом скин-эффекта и ограниченности электродов. Это повлечет за собой некоторые количественные изменения, но вывод о возможности измерения ρ каждого из слоев многослойной полупроводниковой структу-

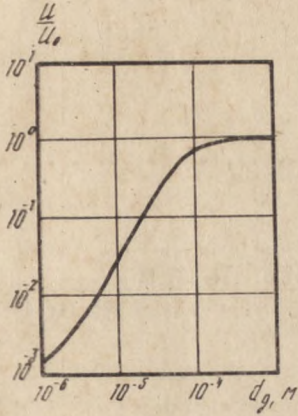


Рис. 6. Зависимость амплитуды резонансной кривой от величины воздушного зазора

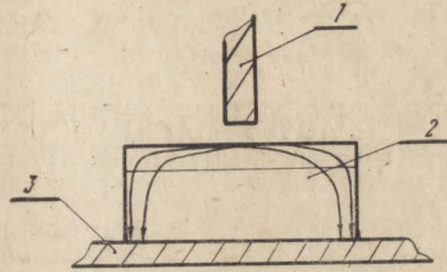


Рис. 7. Линии тока в реальном случае: 1 — индуктивный штырь; 2 — эпитаксиальная структура; 3 — стенка резонатора

ры по минимумам добротности при определенном d_g останется правильным, поскольку $\omega_{д.р.}$ слоя не зависит от его толщины.

$d \cdot 10^{-6} \text{ м}$	12,1	10,4	7,8	13,1	13,8
$n_1 \text{ м}^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{20}$	$1,2 \cdot 10^{21}$	$8,9 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{19}$
$n_2 \text{ м}^{-3}$	$3 \cdot 10^{24}$	$4 \cdot 10^{24}$	10^{24}	$6 \cdot 10^{23}$	10^{24}
$U_1 \text{ В}$	0,75	0,78	0,95	0,80	0,75
$U_2 \text{ В}$	1,05	1,15	1,00	1,00	1,00

С другой стороны, производя два измерения (U_1 , U_2) на фиксированной резонансной частоте ИР, можно определить ρ_1 и ρ_2 (при условии, что известны толщины слоев), прокалибровав предварительно установку по эталонным структурам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трухан Э. М. — ФТТ, 1962, т. 4, вып. 12, с. 3496—3511.
2. Мейлихов Е. З. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, вып. 2, с. 327—337.
3. Альтман Д. Устройства СВЧ. — М., 1968. — 487 с.

РАСЧЕТ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ДЕФЕКТОВ ОГРАНИЧЕННОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ

И. А. НОВИКОВА

Для встречающихся на практике локальных неоднородностей — дефектов с конечной протяженностью: царапины, раковинки с выходом на поверхность, лунки и т. п., магнитостатические поля рассеяния ни аналитически, ни экспериментально фактически не исследовались. Экспериментальная оценка полей рассеяния дефектов конечной протяженности осложняется влиянием краевых эффектов на преобразование полей.

Получение точного решения для полей рассеяния от дефектов различных типов связано с большими трудностями из-за многообразия сложных геометрических форм неоднородностей, из-за нелинейности магнитной среды и выполнения граничных условий. Тем не менее в ряде случаев большую группу неоднородностей можно аппроксимировать моделями, поля от которых могут быть представлены приближенными расчетными выражениями. Расчет полей дефектов большой протяженности в направлении, перпендикулярном действию намагничивающего поля, существенно упрощается, так как задача рассматривается как плоская (понятие протяженности, как отмечается в литературе [1], находится в зависимости от соотношения длины дефекта к ширине его раскрытия, которое должно быть не менее десяти). Для дефектов, имеющих конечную протяженность, расчет поля не может быть проведен, как для плоской задачи.

В данной работе приведены расчетные формулы магнитостатических полей рассеяния дефектов конечной протяженности вида: прямоугольный параллелепипед, клин, конечный цилиндр эллиптического и кругового профилей, полуэллипсоид и полушар.

Постановка задачи. В ферромагнитном полупространстве имеются немагнитные включения в виде поверхностных дефектов конечной протяженности, различные по форме. Намагничивающее поле H_0 направлено перпендикулярно к граням модели параллелепипеда и клина, к образующим цилиндров и к направляющей полуэллипсоида и полушара (рис. 1).

Под действием первичного поля H_0 на стенках дефекта образуются заряды. Считаем, что единственными источниками полей рассеяния от дефектов являются поверхностные поляризационные заряды с плотностью, распределенной по определенным законам.

а. Дефект вида прямоугольного параллелепипеда (рис. 1, а).

1. Поле от дефекта такого вида можно рассматривать как поле от системы двух заряженных нитей конечной протяженности.

Принимая, что измерение поля рассеяния от рассматриваемой модели проводится в точках, достаточно удаленных от дефекта по

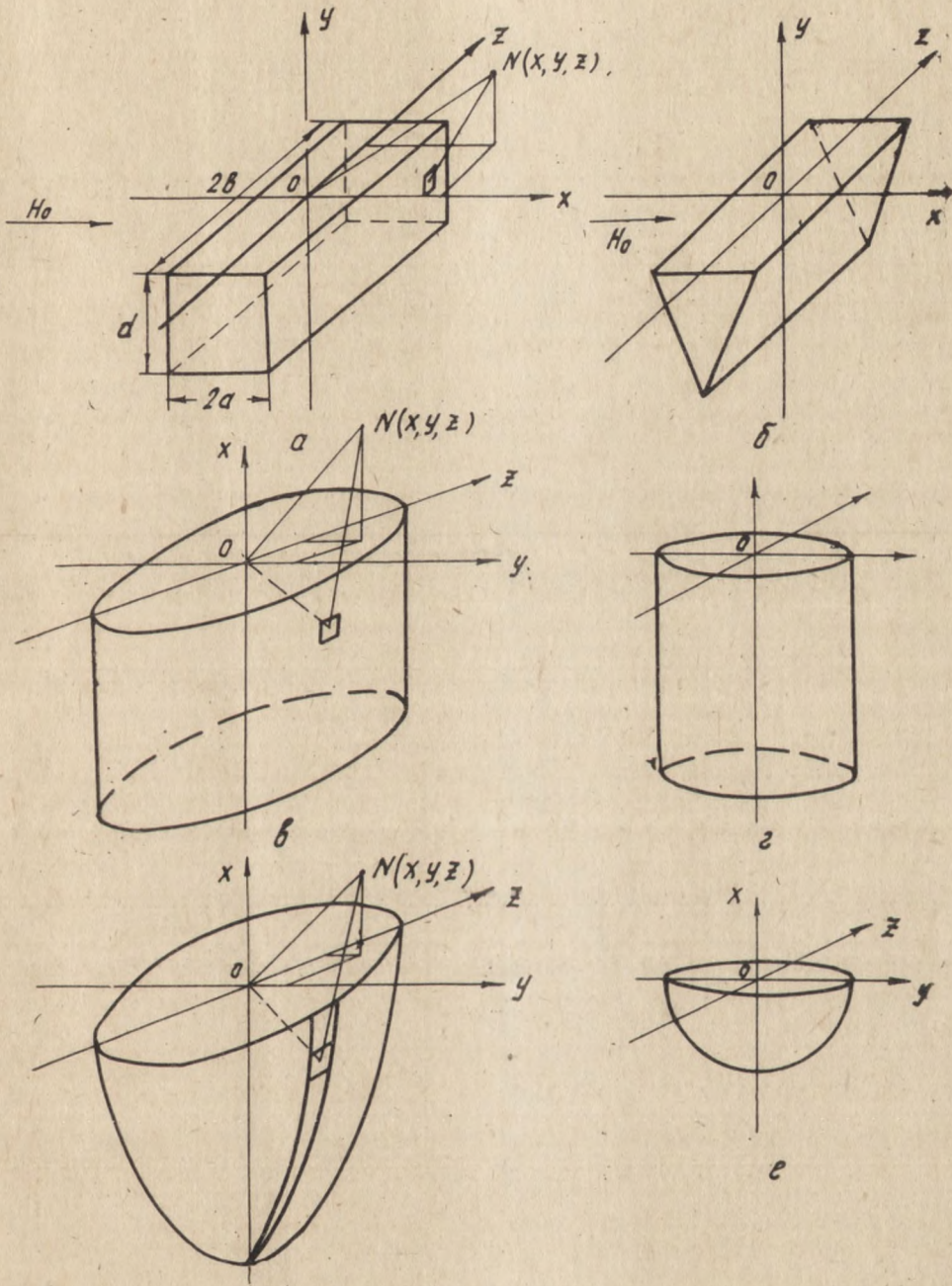


Рис. 1

сравнению с его протяженностью, поляризационные заряды на нитях можно рассматривать как точечные, распределенные с линейной плотностью по определенному закону вдоль нити. В этом случае $dH = \frac{\tau dl}{r^2}$, где $\tau = \frac{dm}{dl}$ — линейная плотность поляризационных зарядов;

dm — точечный заряд, распределенный на элементе $dl(dz)$; ρ — расстояние от dl до точки, в которой измеряется поле. Законы распределения линейной плотности на нитях могут быть приняты различные.

1. Равномерное распределение зарядов, $\tau = \tau_0$; для этого случая составляющие поля запишутся

$$H_x = 2\tau_0 \left\{ (x_0 - a) \int_{-b}^b \frac{dz}{P} - (x_0 + a) \int_{-b}^b \frac{dz}{Q} \right\};$$

$$H_y = 2\tau_0 y_0 \left\{ \int_{-b}^b \frac{dz}{P} - \int_{-b}^b \frac{dz}{Q} \right\};$$

$$H_z = 2\tau_0 \left\{ \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{P} - \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{Q} \right\}.$$

2. Плотность распределена по закону $\tau = \tau_0 \left(1 \mp \frac{z}{b} \right)$,

составляющие поля для этого случая запишутся

$$H_x = 2 \frac{\tau_0}{b} \left\{ (x_0 - a) \left[\int_0^b \frac{bdz}{P} - \int_0^b \frac{zdz}{P} \right] + (x_0 - a) \left[\int_{-b}^0 \frac{bdz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{zdz}{P} \right] - (x_0 + a) \left[\int_0^b \frac{bdz}{Q} - \int_0^b \frac{zdz}{Q} \right] - (x_0 + a) \left[\int_{-b}^0 \frac{bdz}{Q} + \int_{-b}^0 \frac{zdz}{Q} \right] \right\};$$

$$H_y = 2 \frac{\tau_0}{b} y_0 \left\{ \int_0^b \frac{bdz}{P} - \int_0^b \frac{zdz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{bdz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{zdz}{P} - \int_0^b \frac{bdz}{Q} + \int_0^b \frac{zdz}{Q} - \int_{-b}^0 \frac{bdz}{Q} - \int_{-b}^0 \frac{zdz}{Q} \right\};$$

$$H_z = 2\tau_0 \left\{ \int_0^b \frac{b|z_0 - z| dz}{P} - \int_0^b \frac{z|z_0 - z| dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{b|z_0 - z| dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{z|z_0 - z| dz}{P} - \int_0^b \frac{b|z_0 - z| dz}{Q} - \int_0^b \frac{z|z_0 - z| dz}{Q} + \int_{-b}^0 \frac{b|z_0 - z| dz}{Q} + \int_{-b}^0 \frac{z|z_0 - z| dz}{Q} \right\},$$

где $P = (x_0 - a)^2 + y_0^2 + (|z_0 - z|)^2$;

$Q = (x_0 + a)^2 + y_0^2 + (|z_0 - z|)^2$.

Примечание. Хотя во всех случаях, рассмотренных в данной работе, квадратуры разрешимы, расчетные выражения для составляющих поля приводятся в интегральной форме. При решении квадратур получаются громоздкие формулы, по которым все равно невозможно проводить анализ без численного обсчета на ЭВМ, к тому же это не приводит к упрощению алгоритмов и сокращению времени счета.

II. Поле от дефекта вида, изображенного на рис. 1, а, рассчитывается как поле от двух плоскостей конечных размеров, по поверхности которых распределены заряды с поверхностной плотностью σ [1]. Заряженную поверхность разобьем на физические бесконечно малые элементы ds , несущие заряды dm : $\sigma = dm/ds$. Рассматривая элементарный заряд $dm = \sigma ds$ как точечный получаем:

$$dH = \frac{\sigma ds}{r^2}.$$

Для этой модели могут быть предложены случаи:

1. Равномерное распределение зарядов по длине и глубине дефекта, $\sigma(z) = \sigma(y) = \sigma_0$, тогда составляющие поля запишутся

$$\begin{aligned} H_x &= 2\sigma_0 \left\{ (x_0 - a) \int_0^d dy \int_{-b}^b \frac{dz}{M} - (x_0 + a) \int_0^d dy \int_{-b}^b \frac{dz}{N} \right\}; \\ H_y &= 2\sigma_0 \left\{ \int_0^d (y_0 + y) dy \int_{-b}^b \frac{dz}{M} - \int_0^d (y_0 + y) dy \int_{-b}^b \frac{dz}{N} \right\}; \\ H_z &= 2\sigma_0 \left\{ \int_0^d dy \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{M} - \int_0^d dy \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{N} \right\}. \end{aligned}$$

2. Распределение зарядов по закону $\sigma(z) = \sigma_0 \left(1 \mp \frac{z}{b} \right)$, $\sigma(y) = \sigma_0$, $2b$ — длина грани дефекта.

$$\begin{aligned} H_x &= 2 \frac{\sigma_0}{b} \int_0^d dy \left\{ (x_0 - a) \left[\int_0^b \frac{(b - z) dz}{M} + \int_{-b}^0 \frac{(b + z) dz}{M} \right] - \right. \\ &\quad \left. - (x_0 + a) \left[\int_0^b \frac{(b - z) dz}{N} + \int_{-b}^0 \frac{(b + z) dz}{N} \right] \right\}; \\ H_y &= 2 \frac{\sigma_0}{b} y_0 \int_0^d dy \left\{ \int_0^b \frac{(b - z) dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{(z + b) dz}{P} - \int_0^b \frac{(b - z) dz}{Q} - \right. \\ &\quad \left. - \int_{-b}^0 \frac{(b + z) dz}{Q} \right\}; \\ H_z &= 2\sigma_0 \int_0^d dy \left\{ \int_0^b \frac{(b - z) |z_0 - z| dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{(b + z) |z_0 - z| dz}{P} - \right. \\ &\quad \left. - \int_0^b \frac{(b - z) |z_0 - z| dz}{Q} - \int_{-b}^0 \frac{(b + z) |z_0 - z| dz}{Q} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$M = (x_0 - a)^2 + (y_0 + y)^2 + |z_0 - z|^2;$$

$$N = (x_0 + a)^2 + (y_0 + y)^2 + |z_0 - z|^2.$$

3. Распределение зарядов по закону $\sigma(y) = \sigma_0 \left(1 - \frac{y}{d}\right)$, $\sigma(z) = \sigma_0$,
 d — глубина дефекта

$$H_x = \frac{2\sigma_0}{d} \int_0^d (d-y) dy \times \left\{ (x_0 - a) \int_{-b}^b \frac{dz}{M} - (x_0 + a) \int_{-b}^b \frac{dz}{N} \right\};$$

$$H_y = \frac{2\sigma_0}{d} \int_0^d (d-y) (y_0 + y) dy \times \left\{ \int_{-b}^b \frac{dz}{M} - \int_{-b}^b \frac{dz}{N} \right\};$$

$$H_z = \frac{2\sigma_0}{d} \int_0^d (d-y) dy \times \left\{ \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{M} - \int_{-b}^b \frac{|z_0 - z| dz}{N} \right\}.$$

4. Распределение: $\sigma(z, y) = \sigma_0 \left(1 - \frac{z}{b}\right) \left(1 - \frac{y}{d}\right)$

$$H_x = \frac{2\sigma_0}{bd} \int_0^d (d-y) dy \left\{ (x_0 - a) \left[\int_0^b \frac{(b-z) dz}{M} + \int_{-b}^0 \frac{(b+z) dz}{M} \right] - \right.$$

$$\left. - (x_0 + a) \left[\int_0^b \frac{(b-z) dz}{N} - \int_{-b}^0 \frac{(b+z) dz}{N} \right] \right\};$$

$$H_y = \frac{2\sigma_0}{bd} y_0 \int_0^d (d-y) dy \cdot \left\{ \int_0^b \frac{(b-z) dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{(b+z) dz}{P} - \right.$$

$$\left. - \int_0^b \frac{(b-z) dz}{Q} - \int_{-b}^0 \frac{(b+z) dz}{Q} \right\};$$

$$H_z = \frac{2\sigma_0}{d} \int_0^d (d-y) dy \cdot \left\{ \int_0^b \frac{(b-z) |z_0 - z| dz}{P} + \int_{-b}^0 \frac{(b+z) |z_0 - z| dz}{P} - \right.$$

$$\left. - \int_0^b \frac{(b-z) |z_0 - z| dz}{Q} - \int_{-b}^0 \frac{(b+z) |z_0 - z| dz}{Q} \right\}.$$

6. Дефект вида клинообразной канавки (рис. 1, б).

Расчетные формулы составляющих поля рассеяния от дефекта этого вида аналогичны предыдущему случаю «а», II, пп. 1—4, при этом поверхностная плотность для случая пп. 1, 2 равна $\sigma \cos \vartheta$, где 2ϑ — угол раствора клина, для пп. 3, 4

$$\sigma_{3кл}(y) = \sigma_0 \cos \vartheta \left(1 - \frac{s}{\sqrt{a^2 + d^2}}\right);$$

$$\sigma_{3кл}(z) = \sigma_0;$$

$$\sigma_{4кл}(y, z) = \sigma_0 \left(1 - \frac{z}{b}\right) \left(1 - \frac{s}{\sqrt{a^2 + d^2}}\right) \cos \vartheta,$$

где $2a$ — ширина раскрытия дефекта.

в. Дефект вида конечного цилиндра эллиптического профиля (рис. 1, в).

Принимаем распределение зарядов по поверхности косинусоидальным $\sigma(\alpha_n) = \sigma_0 \cos \alpha_n = \sigma_0 \frac{dz}{dl}$, обозначения на рис. 1.

$$dH = \frac{\sigma(\alpha_n) ds}{\rho^2} = \frac{\sigma_0 b \cos t}{\sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t}};$$

$$dH_x = \frac{x_0 - \xi \cos t}{\rho} dH;$$

$$dH_y = \frac{y_0 + y}{\rho} dH;$$

$$dH_z = \frac{z_0 - \xi \sin t}{\rho} dH;$$

$$x = a \cos t; dx = -a \sin t dt; dl = \sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t} dt;$$

$$z = b \sin t; dz = b \cos t dt;$$

$$\xi^2 = a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t; ds = dl dy;$$

$$\rho^2 = (y + y_0)^2 + (x_0 - \xi \cos t)^2 + (z_0 - \xi \sin t)^2.$$

Составляющие запишутся:

$$H_x = 2\sigma_0 b \int_0^{2\pi} \int_0^d \frac{\cos t (x_0 - \cos t \sqrt{a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t}) dt dy}{K},$$

$$H_y = 2\sigma_0 b \int_0^{2\pi} \int_0^d \frac{(y + y_0) \cos t dt}{K};$$

$$H_z = 2\sigma_0 b \int_0^{2\pi} \int_0^d \frac{\cos t \sin t (b - \sqrt{a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t}) dt dy}{K},$$

где $K = (y + y_0)^2 + (x_0 - \cos t \sqrt{a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t})^2 + \sin^2 t (b - \sqrt{a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t})^2.$

г. Частным случаем случая «в» является конечный цилиндр с круговым профилем. Выражения для составляющих этой модели запишутся аналогично выражениям конечного цилиндра с эллиптическим профилем при условии, что $a = b$ (рис. 1, г).

д. Дефект вида полуэллипсоид (рис. 1, д).

Поверхностная плотность $\sigma = \sigma_0 \cos \alpha_n \cos \beta_n$. Составляющие поля для этого случая запишутся:

$$H_x = 2\sigma_0 bc \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi d\varphi \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{(x_0 + \cos \varphi \sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi \cos t}) \cos t dt}{L};$$

$$H_y = 2\sigma_0 bc \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi (y_0 + \sin \varphi \sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi}) d\varphi \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{\cos t dt}{L};$$

$$H_z = 2\sigma_0 bc \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi d\varphi \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{(z_0 - \cos \varphi \sqrt{a^2 (\cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi) \sin t}) \cos t dt}{L},$$

где

$$L = (x_0^2 + y_0^2 + z_0^2) + a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi + 2 \sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi} \times \\ \times (y_0 \sin \varphi + \sqrt{x_0^2 + z_0^2} \cos \varphi \cos t).$$

е. Полушаровой дефект является частным случаем полуэллипсоида при условии, что $a = b = c$ (рис. 1, е)

$$H_x = 2\sigma_0 a^2 \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} \frac{(x_0 + a \cos \varphi \cos t) \cos t dt}{R};$$

$$H_y = 2\sigma_0 a^2 \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi (y_0 + a \sin \varphi) d\varphi \cdot \int_0^{2\pi} \frac{\cos t dt}{R};$$

$$H_z = 2\sigma_0 a^2 \int_{\pi}^{2\pi} \cos \varphi d\varphi \cdot \int_0^{2\pi} \frac{(z_0 - a \cos \varphi \sin t) \cos t dt}{R},$$

где

$$R = (x_0^2 + y_0^2 + z_0^2) + a^2 + 2a (y_0 \sin \varphi + \sqrt{x_0^2 + z_0^2} \cos \varphi \cos t)$$

Численный анализ полученных выражений проводится на ЭВМ. Часть программ составлена студентом С. М. Венгжиным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щербинин В. Е., Пашагин А. И. — Дефектоскопия, 1972, № 4, с. 74.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ ПОЛУЭЛЛИПТИЧЕСКОГО И ПОЛУКРУГОВОГО ПРОФИЛЕЙ ПО МЕТОДУ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. А. НОВИКОВА, А. Б. САПОЖНИКОВ

Невозможность аналитически представить величину и закономерность распределения поверхностных и объемных зарядов в зависимости от параметров дефекта и магнитного состояния ферромагнетика существенно ограничивает область применения известных методов расчета магнитостатических полей дефектов для практической дефектоскопии [1—6].

В работе [7] приведены расчетные выражения составляющих поля дефекта полуцилиндрической формы эллиптического профиля в поперечном однородном магнитном поле в области линейного намагничивания среды, окружающей дефект (рис. 1). Исходя из положений работы [8], найдено выражение для плотности поверхностных поляризационных зарядов.

$$\sigma = \frac{H_0}{4\pi} (1 - \mu') \frac{1 + \varepsilon}{\mu' + \varepsilon} \cdot \frac{\vartheta \cos t}{\sqrt{a^2 \sin^2 t + \vartheta^2 \cos^2 t}}, \quad (1)$$

где $\mu' = \frac{\mu_2}{\mu_1}$ (μ_2 — магнитная проницаемость внутри полости и над ферромагнитным полупространством, μ_1 — магнитная проницаемость ферромагнетика); a — полуширина раскрытия (малая полуось); b — глубина дефекта (большая полуось эллипса); $\varepsilon = \frac{a}{\vartheta}$; H_0 — намагничивающее первичное поле; t — угол, образованный подвижным радиусом z с осью ox (рис. 1).

При таком подходе к задачам магнитной дефектоскопии [7] закон распределения поверхностных поляризационных зарядов и их величина определяются не из данных эксперимента.

Приближенный характер расчетных выражений (не учитываются объемные, а только поверхностные заряды, закон распределения которых для открытых дефектов принимается таким же, как и для внутренних) и по постановке задачи приемлемость только для линейной области намагничивания снижает несколько их ценность. Однако возможность дать количественную оценку полей рассеяния численными методами представляет определенный интерес для практической дефектоскопии даже при наличии выше перечисленных допущений.

Дальнейшее развитие этой задачи представляется в получении расчетных выражений для составляющих полей рассеяния открытого дефекта вида, изображенного на рис. 1, находящегося в сильном однородном постоянном магнитном поле.

А. В ферромагнитном полупространстве с магнитной проницаемостью μ_1 , находящемся в сильном однородном магнитном поле H_0 , параллельном поверхности полупространства, имеется открытый дефект полуцилиндрической формы с эллиптическим профилем (рис. 1).

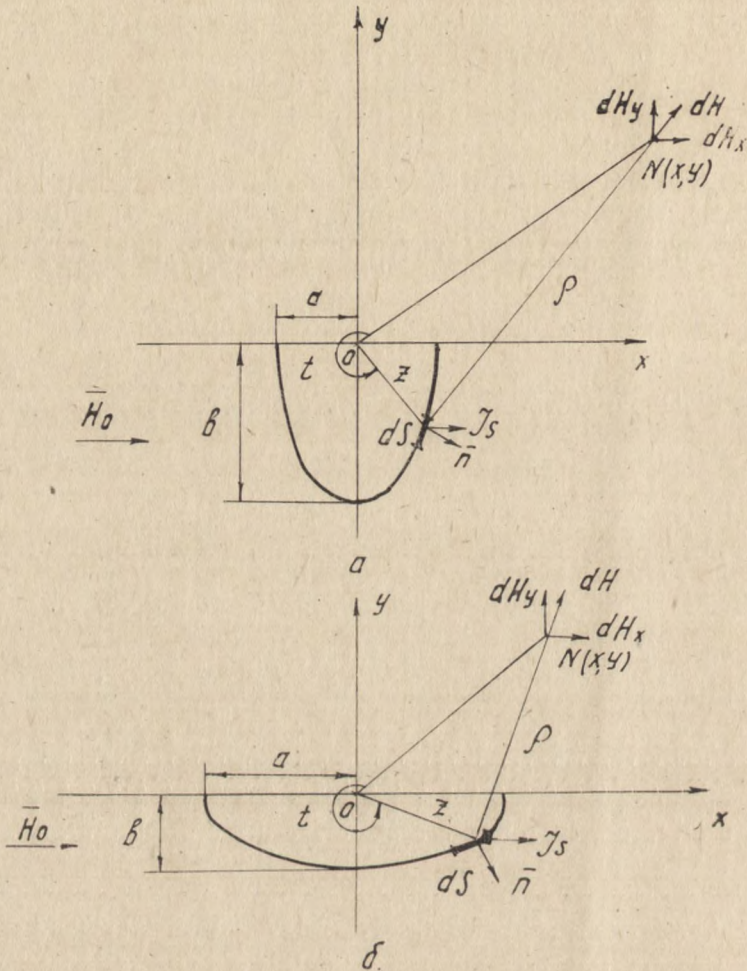


Рис. 1

Считаем, что единственным источником магнитного поля дефекта будут поверхностные поляризационные заряды на гранях дефекта, обусловленные вхождением в его полость концов векторов I_s [9]. Плотность поверхностных поляризационных зарядов σ изменяется пропорционально косинусу угла между неменяющимся направлением вектора намагничивания $\vec{J}_s$ и нормалью $\vec{n}$ к поверхности грани дефекта в заданной точке. Строго говоря, такое распределение поляризационных магнитных зарядов имеет место для случаев, когда дефект внутренний (контур дефекта замкнутый) [9]. В реальных условиях при удалении части замкнутой полости в оставшейся части происходит перераспределение зарядов. Предположение, что и в случае поверхностного дефекта при однородном внешнем поле имеет место распределение поляризационных поверхностных зарядов по тому же закону, что и для внутренних дефектов, может быть принято при условии параллельности $\vec{J}_s$ первичному полю $\vec{H}_0$.

Такое допущение в первом приближении возможно, так как образец находится в сильном первичном поле, которое доводит его до технического насыщения ($\vec{J}_s$ параллелен $\vec{H}_0$), и, следовательно, J_s параллелен поверхности полупространства. Поэтому справедливо принятое предположение относительно почти полного отсутствия поляризационных зарядов от первичного поля на поверхностях параллельных $\vec{J}_s$ и $\vec{H}_0$. Величиной поляризационных зарядов от вторичного поля мы пренебрегаем [1].

Представление напряженности поля дефекта через намагниченность, которую, как будет показано ниже, можно найти, позволяет исключить из расчетных выражений магнитную проницаемость в явном виде. В области дефекта магнитная проницаемость не определена, так как неизвестна напряженность магнитного поля в этой области. Поэтому имеет прямой смысл поле дефекта выражать через интенсивность намагничивания.

Приведем приближенный расчет поля от этого дефекта (по аналогии с задачей для внутреннего цилиндрического дефекта эллиптического профиля) в области сильных и весьма сильных намагничивающих первичных полей H_0 , то есть для случая, когда можно считать, что весь ферромагнетик изделия в окрестности дефекта доведен практически до насыщения. Назовем это поле «предельным» полем.

Изделие представляется в виде полупространства («вмещающая» среда 1), в котором создано сильное однородное первичное поле H_0 . Идеализированная характеристика магнитных свойств среды 1 приведена на рис. 2. Под $H_{гр}$ («граничное поле») понимается значение на-

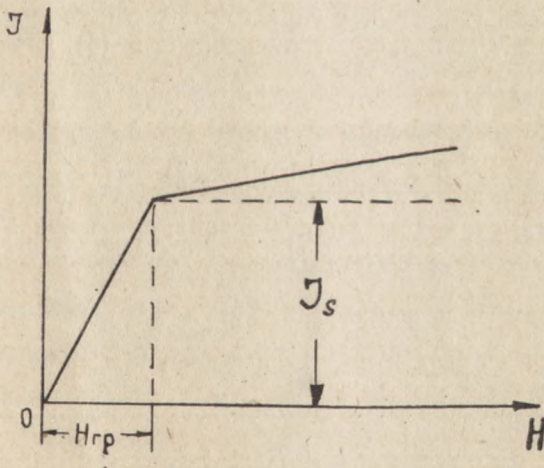


Рис. 2

магнивающего среду поля H_1 , при котором наступает «техническое насыщение» вещества среды I. Зависимость величины вектора намагниченности $\vec{J}$ от поля H_1 в случае, когда $H_1 > H_{гр}$ можно записать так:

$$J \simeq J_s + \kappa(H_1 - H_{гр}). \quad (2)$$

В этом выражении под κ понимается малая положительная константа, характеризующая факт медленного роста J после достижения последним значения технического насыщения J_s (то есть явление «парапроцесса»).

Используя соотношение (2), можно построить следующее выражение для индукции B_1 в среде I.

$$B_1 = H_1 + 4\pi J_1(H_1) = 4\pi(J_s - \kappa H_{гр}) + H_1(1 + 4\pi\kappa) = 4\pi(J_s - \kappa H_{гр}) + H_1\mu'_1, \quad (3)$$

где

$$\mu'_1 = 1 + 4\pi\kappa = \frac{dB_1}{dH_1}. \quad (4)$$

Все три вектора $\vec{B}$, $\vec{J}$ и $\vec{H}_1$ (3) считаются совпадающими по направлению. Это относится и к $H_{гр}$, который является частью H_1 , то есть частью, обеспечивающей состояние насыщения среды I. Коллинеарность всех названных векторов целесообразно подчеркнуть, записав соотношение (3) в векторной форме

$$\vec{B}_1 = \left(\vec{H}_1 + 4\pi \frac{J_s}{|H_1|} \vec{H}_1 \right) + 4\pi\kappa \vec{H}_1 \left(1 - \frac{H_{гр}}{|H_1|} \right). \quad (5)$$

Магнитное состояние среды, окружающей полупространство и внутри дефекта, характеризуется

$$B_2 = \mu_2 H_2, \quad (6)$$

где H_2 — результирующее намагничивающее поле.

Искомой величиной является поле от дефекта в среде II.

Решая эту задачу, введем два упрощающих допущения.

1. Положим, что поле H_0 так велико, что результирующее H_1 , складывающееся векторно из H_0 и поля дефекта, везде во много раз превышает $H_{гр}$. Такие условия создать можно, так как поле дефекта не может расти до бесконечности, тогда как H_0 может быть большим сколь угодно. Тогда все элементы среды I будут близки к состоянию насыщения и для них будет справедливо уравнение состояния (3). Допущение $H_1 \gg H_{гр}$ позволяет пренебречь в (5) дробью $H_{гр}/H_1$.

2. Заранее задаем направление вектора $\vec{J}_s$ в среде I, а именно, принимаем его совпадающим с направлением первичного поля $\vec{H}_0$, а не с $\vec{H}_1$, направление которого неизвестно. В действительности же $\vec{J}_s$ совпадает по направлению с $\vec{H}_1$. Допускаемая из-за этого ошибка невелика, если считать, что $H_0 \gg H_{д\max}$, где $H_{д\max}$ — максимальное значение поля дефекта для $r = a$.

Таким образом, в выражении (3) для B_1 направление результирующего поля $\vec{H}_1$ будет иметь только вторая компонента, явно содержащая $\vec{H}_1$. С учетом обоих допущений заменяем уравнение (5) упрощенным:

$$B_1 = 4\pi J_s + H_1(1 + 4\pi\kappa). \quad (7)$$

Обращаемся к решению задачи. Выражения для потенциалов φ_1 и φ_2 , определяющих поля H_1 и H_2 в средах I и II, запишутся [8]

$$\varphi_1 = (-H_0 \cosh \alpha + De^{-\alpha}) \sin \theta; \quad (8)$$

$$\varphi_2 = A \sinh \alpha \sin \theta, \quad (9)$$

α и θ — эллиптические координаты точки наблюдения.

Первое граничное условие $\varphi_1 = \varphi_2$ при $\alpha = \alpha_0$ на поверхности цилиндра

$$-H_0 \cosh \alpha_0 + De^{-\alpha} = A \sinh \alpha_0. \quad (10)$$

Второе граничное условие — равенство нормальных составляющих индукции на границе

$$B_{1n} = B_{2n}; \quad (11)$$

$$4\pi J_s \cos \theta + \mu'_1 (-\text{grad}_\alpha \varphi_1)_{\alpha_0} = \mu_2 (-\text{grad}_\alpha \varphi_2)_{\alpha_0}. \quad (12)$$

Воспользовавшись выражениями

$$\operatorname{grad}_x = \frac{1}{c \sqrt{\operatorname{ch}^2 \alpha_0 - \cos^2 \vartheta}} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha}; \quad (13)$$

$$\cos \vartheta = \frac{\operatorname{ch} \alpha_0 - \sin \vartheta}{\sqrt{\operatorname{ch}^2 \alpha_0 - \cos^2 \vartheta}}, \quad \operatorname{th} \alpha_0 = \frac{a}{b}, \quad b = c \operatorname{ch} \alpha_0, \quad (14)$$

равенство (12) после несложных преобразований запишем

$$4\pi J_s + (\mu'_1 - \mu_2) H_0 = D \frac{\varepsilon - 1}{c\varepsilon} (\mu'_1 \varepsilon + \mu_2), \quad (15)$$

$$\varepsilon = \frac{a}{b}, \quad \text{откуда}$$

$$D = 4\pi J_s c \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \cdot \frac{1}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon} + H_0 c \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \cdot \frac{\mu'_1 - \mu_2}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon}; \quad (16)$$

$$A = 4\pi J_s c \cdot \frac{1}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon} - H_0 c \mu'_1 \frac{1 + \varepsilon}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon}; \quad (17)$$

$$c = \sqrt{b^2 - a^2}.$$

Аналогично выражению для σ [по формуле (3)] в работе [8]

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \right)_s - \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \right)_s \right]$$

запишем

$$\sigma = \left[-\frac{H_0}{4\pi} (\varepsilon + 1) \frac{\mu'_1 - \mu_2}{\mu'_1 \varepsilon + \mu_2} + J_s \frac{1 - \varepsilon}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon} \right] \frac{\operatorname{ch} \alpha_0 \sin \vartheta}{\sqrt{\operatorname{ch}^2 \alpha_0 - \cos^2 \vartheta}}. \quad (18)$$

В параметрическом задании

$$\sigma = \left[-\frac{H_0}{4\pi} (\varepsilon + 1) \frac{\mu'_1 - \mu_2}{\mu'_1 \varepsilon + \mu_2} + J_s \frac{1 - \varepsilon}{\mu_2 + \mu'_1 \varepsilon} \right] \frac{b \cos t}{\sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t}}, \quad (19)$$

где $\mu_2 = 1$ — магнитная проницаемость внутри полосы и над полупространством, $\mu'_1 = 1 + 4\pi k$;

J и k находятся из кривой намагничивания $J = f(H_0)$.

Выражения для составляющих поля и их градиентов от дефектов полуцилиндрического вида эллиптического профиля в сильном однородном поле запишутся

$$H_x = 2Nb \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(x_0 - z \cos t) \cos t dt}{P}; \quad (20)$$

$$H_y = 2Nb \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(y_0 - z \sin t) \cos t dt}{P}; \quad (21)$$

$$\operatorname{grad}_x H_x = -2b \int_{\pi}^{2\pi} \frac{[(x_0 - z \cos t)^2 - (y_0 - z \sin t)^2] \cos t dt}{P^2}; \quad (22)$$

$$\operatorname{grad}_x H_y = -4b \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(y_0 - z \sin t) (x_0 - z \cos t) \cos t dt}{P^2}, \quad (23)$$

$$\text{где } N = -\frac{H_0}{4\pi}(\varepsilon + 1) \frac{\mu'_1 - 1}{1 + \mu'_1 \varepsilon} + J_s \frac{1 - \varepsilon}{1 + \mu'_1 \varepsilon}; \quad (24)$$

$$z = \sqrt{a^2 \cos^2 t + b^2 \sin^2 t};$$

$$P = (x_0 - z \cos t)^2 + (y_0 - z \sin t)^2.$$

Примечание. Рассмотренный выше случай справедлив при условии $a \leq b$ и H_0 направлено перпендикулярно образующей цилиндра вдоль a — малой оси эллипса (рис. 1, а).

Для случая $a \geq b$ при направлении первичного поля H_0 вдоль большой оси эллипса (рис. 1 б) выражения аналогичны (20) — (23)

при $z = \sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t}$ и $\varepsilon = \frac{a}{b} \geq 1$.

Частный случай $a = b$ — круговой цилиндр, $\varepsilon = 1$, $z = a$,

$$\sigma = -\frac{H_0}{2\pi} \cdot \frac{\mu'_1 - 1}{\mu'_1 + 1} \cdot a \cos t; \quad (25)$$

$$N = N_0 = -\frac{H_0}{2\pi} \cdot \frac{\mu'_1 - 1}{\mu'_1 + 1}; \quad (26)$$

$$H_x = 2N_0 a \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(x_0 - a \cos t) \cos t dt}{Q}; \quad (27)$$

$$H_y = 2N_0 a \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(y_0 - a \sin t) \cos t dt}{Q}; \quad (28)$$

$$\text{grad}_x H_x = -2aN_0 \int_{\pi}^{2\pi} \frac{[(x_0 - a \cos t)^2 - (y_0 - a \sin t)^2] \cos t dt}{Q^2}; \quad (29)$$

$$\text{grad}_x H_y = -4aN_0 \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(y_0 - a \sin t) (x_0 - a \cos t) \cos t dt}{Q^2}, \quad (30)$$

$$\text{где } Q = (x_0 - a \cos t)^2 + (y_0 - a \sin t)^2.$$

Выражения для составляющих поля от дефекта неограниченной протяженности полуцилиндрической формы с эллиптическим и круговым профилем получены в интегральном виде. Анализ этих выражений возможен только с помощью ЭВМ.

В данном разделе приводятся материалы численных расчетов по выражениям для составляющих полей рассеяния от дефектов полуцилиндрической формы эллиптического и кругового профилей. Рассмотрены случаи, когда величина поверхностных поляризационных зарядов, образованных на поверхности изъяна, определена через параметры дефекта и магнитное состояние окружающей его среды.

$$\sigma_1 = \frac{H_0}{4\pi} (1 - \mu'_1) \frac{1 + \varepsilon}{\mu'_1 + \varepsilon} \cdot \frac{b \cos t}{\sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t}} \quad (31)$$

для области линейного намагничивания
и

$$\sigma_2 = J_s \frac{1 - \varepsilon}{\mu'_1 \varepsilon + 1} - \frac{H_0}{4\pi} \cdot \frac{(\varepsilon + 1) (\mu'_1 - 1) b \cos t}{(\mu'_1 \varepsilon + 1) \sqrt{a^2 \sin^2 t + b^2 \cos^2 t}} \quad (32)$$

для области технического насыщения.

Расчет проведен для тангенциальных составляющих:

$$H_{x1} = 2\bar{Q}b \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(x_0 - z \cos t) \cos t dt}{P}; \quad (33)$$

$$H_{x3} = 2\bar{N}b \int_{\pi}^{2\pi} \frac{(x_0 - z \cos t) \cos t dt}{P}, \quad (34)$$

где

$$\bar{Q} = \frac{H_0}{4\pi} (1 - \mu') \frac{1 + \varepsilon}{\mu' + \varepsilon}; \quad (35)$$

$$\bar{N} = J_s \frac{1 - \varepsilon}{\mu'_1 \varepsilon + 1} - \frac{H_0 (\varepsilon + 1) (\mu'_1 - 1)}{4\pi (\mu'_1 \varepsilon + 1)}. \quad (36)$$

μ' , ε , H_0 см. формулу (1); J_s — намагниченность насыщения, которая находится, как показано на рис. 3, из кривой намагничивания; $\mu'_1 = 1 + 4\pi\kappa$; $\mu_2 = 1$, $\kappa = \operatorname{tg} \alpha$.

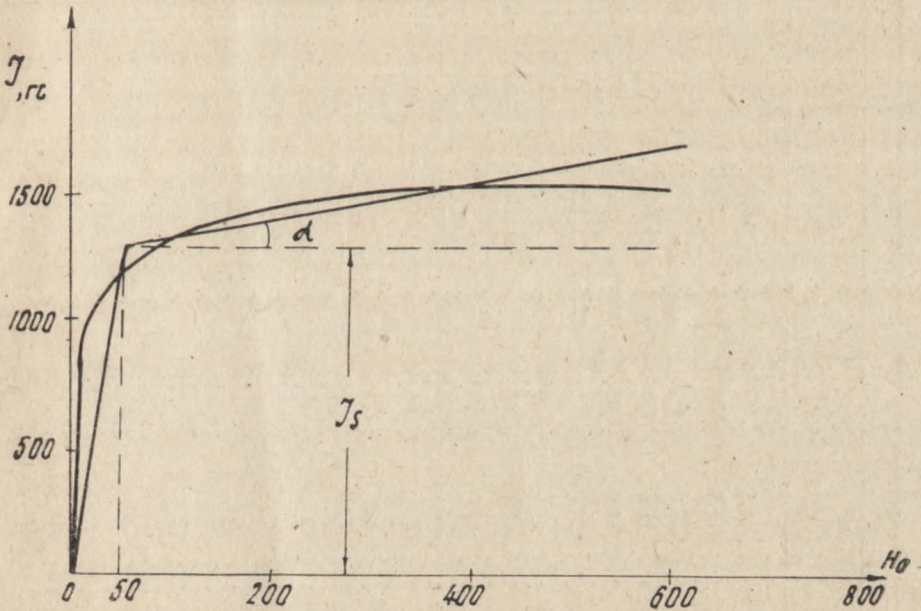


Рис. 3

Расчетные и экспериментальные данные представлены в виде кривых на рисунках и в таблицах. Эксперимент выполнен на образцах из стали. Измерение напряженности проводилось по методу баллистического гальванометра.

В таблице введены обозначения тангенциальных составляющих: H_{xp1} — расчет по формуле (33); H_{xp3} — расчет по формуле (34); H_{xp2} — расчет по формуле (34) при условии $\bar{N} = \sigma$ — плотность поверхностных поляризационных зарядов, величина которой определяется путем приравнивания расчетных и экспериментальных значений тангенциальных составляющих в точке $x = 0$.

На рисунках и в таблице представлены расчетные, экспериментальные кривые и данные зависимости тангенциальной составляющей

$H_0=46 \text{ э}$							$H_0=91,5 \text{ э}$						
$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ экс}}$	$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ р2}}$	$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ р1}}$	$H_{x \text{ р3}}$	$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ экс}}$	$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ р2}}$	$x, \text{ мм}$	$H_{x \text{ р1}}$	$H_{x \text{ р3}}$
0	199	0	199	0	18,1	705	0	350	0	350	0	35,8	723
2,5	201,6	2	195,8	2	17,9	697	2,5	354,6	2	344,4	2	35,4	714
5	203,0	5	179,1	4	17,1	668	5,0	353,6	5	315	4	33,9	685,5
7,5	194,5	7	147,2	6	15,5	602	7,5	343,7	7	259	6	30,6	610,7
10	162	9	95,5	7	13,9	542	10,0	277	9	168	7	27,5	556,8
12,5	71	10	39,0	8	11,9	451	12,5	128	10	68,6	8	22,9	462,7
15	27	12	-37,4	10	3,6	139,5	15	47	12	-65,8	10	7,8	143,0
17,5	12	15	-62,1	12	-3,4	-134	17,5	13,8	15	-109,2	12	-6,8	-138
20	8	20	-47,7	14	-5,5	-215	20	2,8	20	-84	14	-10	-220,6
30	-10	30	-23,1	16	-5,5	-215,8	30	-6	30	-40,6	16	-10,9	-221,4
40	-12	40	-12,7	18	-5,0	-195,6	40	-14	40	-22,4	18	-99	-200,6
50	-14	50	-7,9	20	-4,4	-171	50	-16	50	-14,0	20	-8,7	-176,3
60	-13	60	-5,5	22	-3,8	-149	60	-15	60	-9,8	22	-7,6	-153,8

$2a=20 \text{ мм}$
 $\sigma=10 \text{ мм}$
 $y=2,5 \text{ мм}$

$2a = 20 \text{ мм}$
 $\varnothing = 10 \text{ мм}$
 $y = 2,5 \text{ мм}$

поля дефекта от величины намагничивающего поля. На рис. 4 и в таблице рассматриваются поля от дефекта полукругового профи-

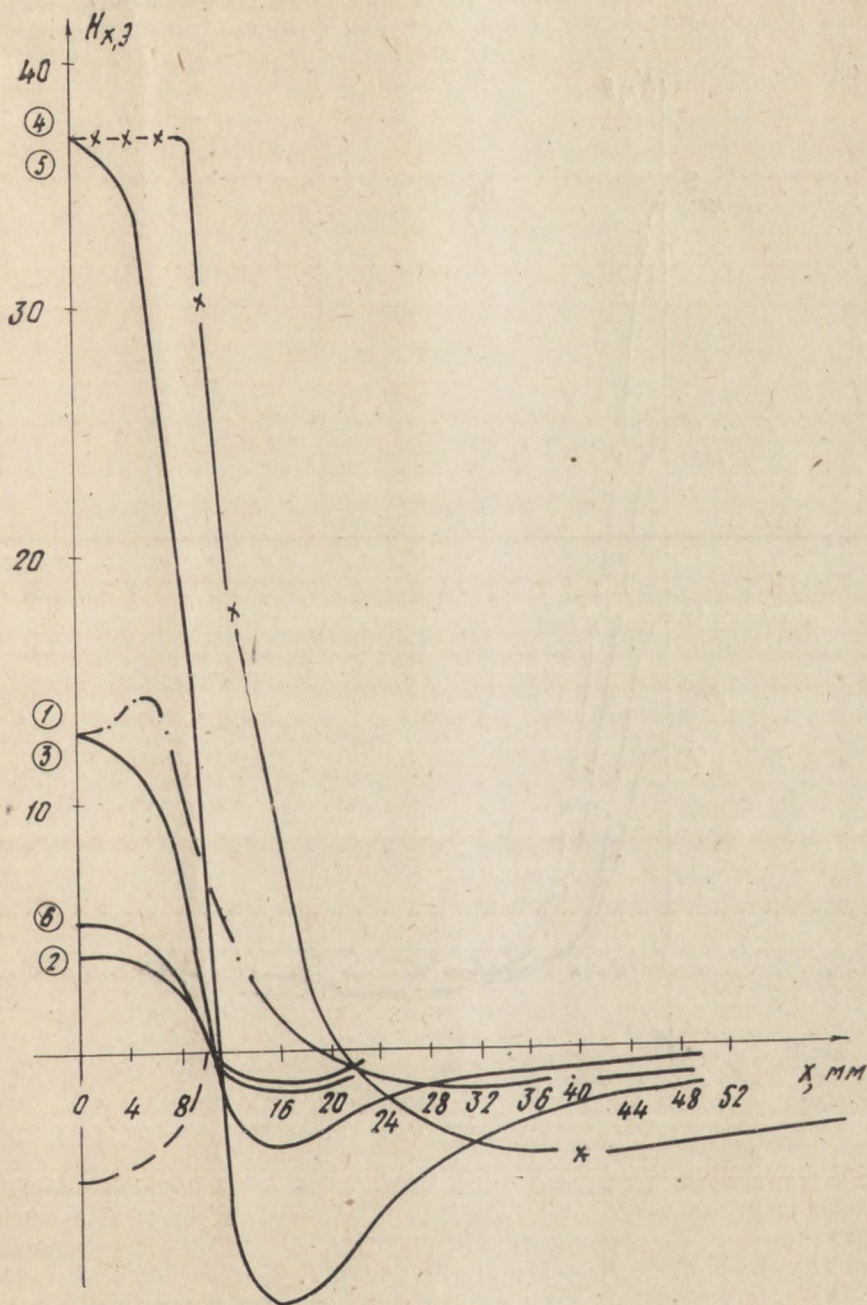


Рис. 4

ля ($R = 5$ мм). Положение точки наблюдения $y = 2,5$ мм. Кривые 1— $H_0 = 10$ э и 4— $H_0 = 13,4$ э экспериментальные. Кривые 2 и 6 рассчитаны по формуле (33) при $H_0 = 10$ э и $H_0 = 13,4$ э соответственно. Кривые 3 и 5 рассчитаны по формуле (34) при приравнении с экспериментальными тангенциальными составляющими в точках $x = 0$.

Расчет (кривые 2 и 6) дает значительно заниженное значение по сравнению с экспериментом. Экспериментальное значение поля менее локализовано, чем расчетное.

На рис. 5, 6 изображены тангенциальные составляющие поля дефекта полуэллиптического профиля, как функция намагничивающего

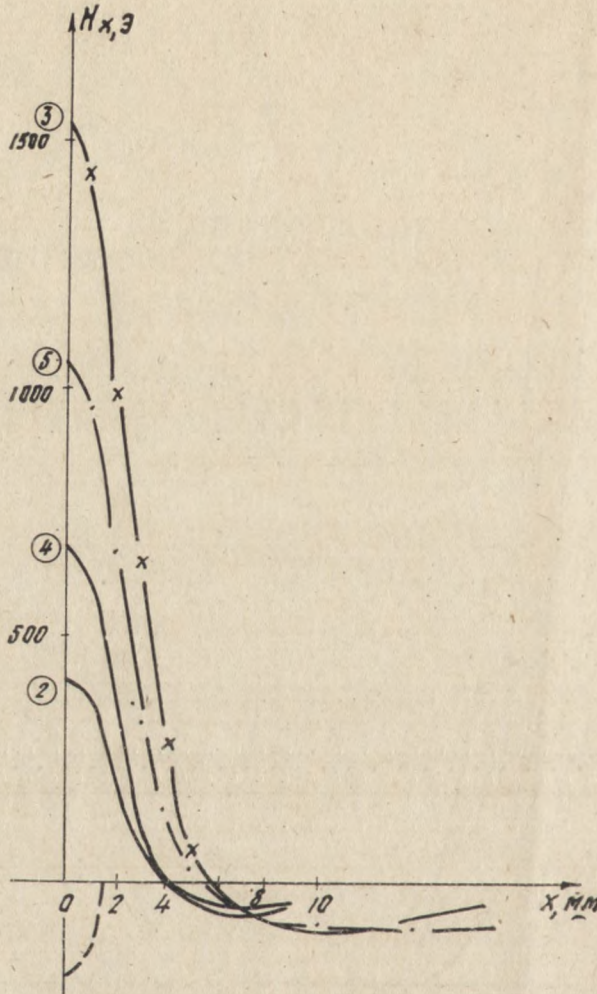


Рис. 5

поля. Параметры дефекта $a = 1,5$ мм, $b = 10$ мм, положение точки наблюдения над поверхностью образца $y = 1$ мм. Кривые 1, 3 экспериментальные; 2, 4 — расчетные. На рис. 5 1, 2 — для намагничивающего поля $H_0 = 98$ э; 3, 4 — $H_0 = 170$ э; на рис. 6 1, 2 — $H_0 = 345$ э; 3, 4 — $H_0 = 728$ э. Из анализа кривых следует, что расхождение расчета по формуле (33) с экспериментами при увеличении намагничивающего поля уменьшается.

На основании предложенных материалов можно отметить следующее. Имеющее место несоответствие расчета с экспериментом обусловлено видимо тем, что, во-первых, закон распределения поверхностных поляризационных зарядов для открытых дефектов принят как для внутренних без учета перераспределения их при наличии поверхности, на которую выходит дефект. Во-вторых, в расчете не учитывается дей-

ствие объемных зарядов. В-третьих, представление кривой намагничивания в виде идеализированной кривой для определения J_s носит несколько субъективный характер. Несмотря на указанные недостатки, предлагаемые расчетные выражения являются первой попыткой дать

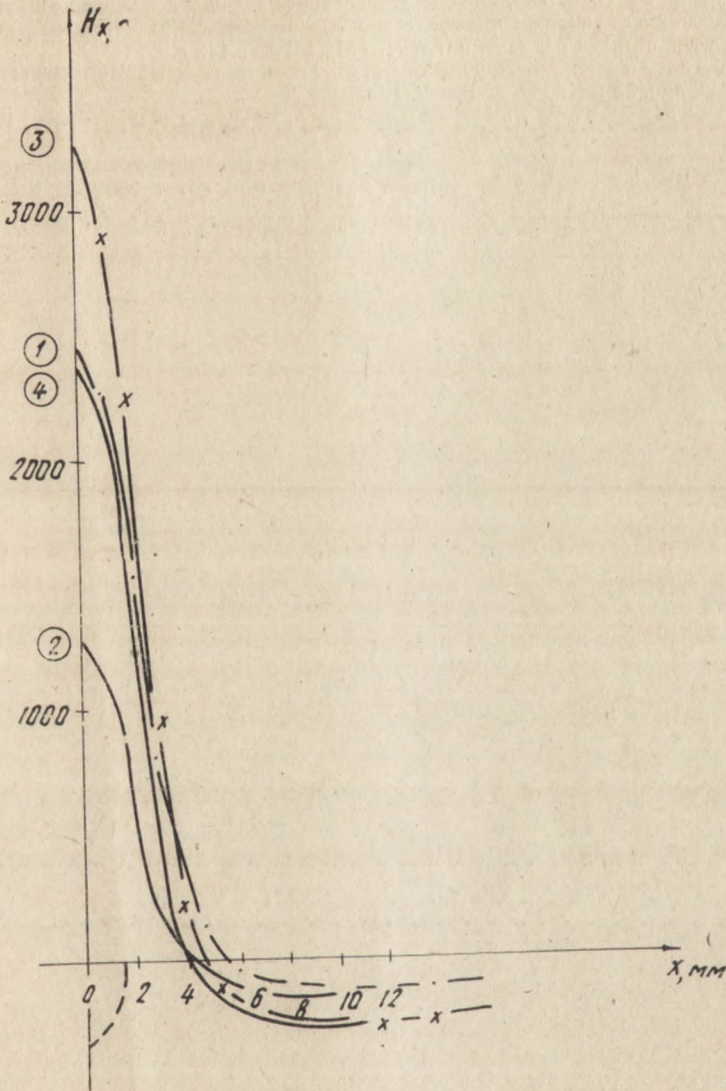


Рис. 6

количественное выражение для плотности поляризационных зарядов через магнитные характеристики материала и параметры дефекта полуэллиптического и полукругового профиля при намагничивании однородным постоянным магнитным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зацепин Н. Н. Исследование магнитного поля поверхностных неоднородностей при электромагнитной дефектоскопии. — Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. — Свердловск, 1953. — 205 с.
2. Зацепин Н. Н., Щербинин В. Е. — Дефектоскопия, 1966, № 5, с. 50.

3. Маринчук М. Е., Саворовский Н. С. — Дефектоскопия, 1969, № 6, с. 63.
 4. Аркадьев В. К. — Изв. АН СССР. ОТН, 1937, № 2, с. 233.
 5. Дегтерев А. П. Исследование электромагнитных методов и разработка приборов с накладными входными преобразователями для контроля дефектов ферромагнитных изделий и толщины немагнитных покрытий. — Дис. на соиск. учен. степени канд. тех. наук. — М., 1972. — 145 с.
 6. Семенов О. С. Исследование магнитного метода дефектометрии и разработка автоматических индукционных дефектоскопов холоднокатаных стальных полос. — Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. — М., 1973. — 143 с.
 7. Новикова И. А. Научный отчет лаборатории ЭММК СФТИ. Гос. рег. № 74023343, инв. № БЗ15069. — Томск, 1973.
 8. Сапожников А. Б., Новикова И. А. — Труды СФТИ. Томск, 1970, вып. 52, с. 129.
 9. Сапожников А. Б. Основы электромагнитной дефектоскопии металлических тел. Т. 1. — Дис. на соиск. учен. степени док. физ.-мат. наук. — Томск, 1952. — 138 с.
-

РАСЧЕТ ОГИБАЮЩИХ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ЭДС ПРОХОДНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПРИ ДВУХЧАСТОТНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В. Г. МИЗИН

При разработке метода контроля ферромагнитных изделий, намагниченных двумя полями с разными амплитудами и частотами, для которых выполняются соотношения

$$H_{m\Omega} \gg H_{m\omega}, \quad \omega \gg \Omega \quad \text{и} \quad \omega H_{m\omega} \geq \Omega H_{m\Omega},$$

(где Ω и ω — соответственно частоты высокочастотного и низкочастотного параллельных намагничивающих полей, а $H_{m\omega}$ и $H_{m\Omega}$ амплитуды этих полей), были проведены теоретические исследования [1] метода с учетом частных циклов, образующихся на основном цикле гистерезиса за счет приложенного высокочастотного поля.

В [2] при графическом анализе процесса изменения суммарной напряженности магнитного поля за период низкочастотного цикла были получены приближенные закономерности изменения пределов интегрирования при расчете коэффициентов ряда Фурье. В данной работе рассмотрены аналитическое определение и законы изменения пределов интегрирования.

Согласно условию $\omega \gg \Omega$ суммарное поле за i -й период высокочастотного поля будет меняться по закону

$$H_i = \Omega H_{m\Omega} t \cos \Omega t_i + H_{m\omega} \cos \omega t. \quad (1)$$

За период низкочастотного поля на основной петле намагничивания должно образоваться $P = T_\Omega / T_\omega$ частных циклов, где T_Ω и T_ω — соответственно периоды низкочастотного и высокочастотного полей. t_i в уравнении (1) будет определяться по формуле

$$t_i = i \frac{2\pi}{\omega}, \quad (2)$$

где $i = 0, 1, 2 \dots p$ — номер высокочастотного цикла.

Для i -го частотного цикла ЭДС трансформаторного преобразователя [2] с учетом (2) будет иметь вид

$$E_i(t_\omega) = -W_2 S \begin{cases} \mu_{ri} \left(\Omega H_{m\Omega} \cos i \frac{2\pi}{P} - \omega H_{m\omega} \sin \omega t \right), & \text{при } t_{1i} \leq t \leq t_{3i}; \\ \mu_{di} \left(\Omega H_{m\Omega} \cos i \frac{2\pi}{P} - \omega H_{m\omega} \sin \omega t \right), & \text{при } t_{3i} \leq t \leq t_{4i}. \end{cases} \quad (3)$$

По мере изменения напряженности низкочастотного поля за период значения t_1, t_3, t_4 для каждого частного цикла будет меняться по опре-

деленному закону. Аналитически можно определить законы изменения этих величин.

Значение t_1 для i -го высокочастотного цикла определится из экстремума уравнения (1) как

$$\omega t_{1i} = \arcsin K_m \cdot \cos i \frac{2\pi}{P},$$

где

$$K_m = \frac{\Omega H_{m\Omega}}{\omega H_{m\omega}}.$$

Решение уравнения

$$K_m \cos i \frac{2\pi}{P} \omega t + \cos \omega t - F = 0,$$

где

$$F = K_m \cdot \cos i \frac{2\pi}{P} \arcsin K_m \cos i \frac{2\pi}{P} + \sqrt{1 - \left(K_m \cos i \frac{2\pi}{P}\right)^2}$$

даст значение ωt_3 . Предел интегрирования t_{4i} определится как $\omega t_{4i} = \omega t_{1i} + 2\pi$.

Для нахождения пределов интегрирования t_1, t_3, t_4 была составлена программа для ЭВМ, которая позволяет находить пределы для любых заданных значений компонент $H_{m\Omega}, H_{m\omega}, \omega, \Omega$ намагничивающих полей.

На рис. 1 показаны законы изменения ωt_1 и ωt_4 в зависимости от номера высокочастотного цикла при различных значениях K_m . При

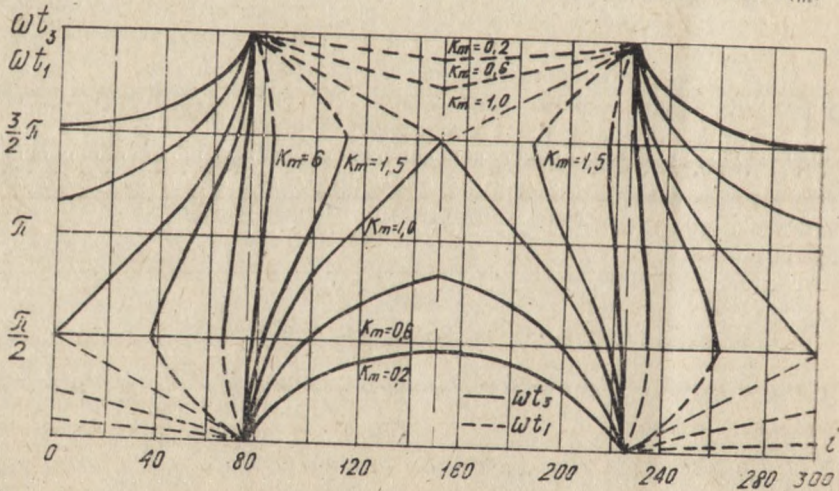


Рис. 1. Зависимость изменения пределов интегрирования ωt_1 и ωt_3 от номера высокочастотного периода

$K_m \leq 1$ существуют все частные циклы на низкочастотной динамической петле. При значении $K_m > 1$ некоторые частные циклы начинают исчезать и чем больше будет значение K_m , тем меньше будет оставаться частных циклов на основной петле. Так, например, при частотах $\frac{\omega}{2\pi} = 15$ кГц, $\frac{\Omega}{2\pi} = 50$ Гц и $K_m = 6$ за четверть периода низкочастотного поля из 75 циклов будут присутствовать лишь 9.

Приведенное аналитическое определение пределов интегрирования позволяет производить расчет гармонического состава вторичной ЭДС трансформаторного преобразователя при двухчастотном намагничивании ферромагнитных изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Винокуров Б. Б., Лещенко И. Г. Теоретические исследования метода двухчастотного намагничивания ферромагнетиков. — Доклады 1-й Всесоюзной межвузовской конференции по электромагнитным методам контроля качества материалов и изделий. Ч. 2, М., 1972, с. 27—33.
 2. Лещенко И. Г., Винокуров Б. Б. Исследование двухчастотного намагничивания с учетом образования частных циклов. — Тезисы докладов 2-й Всесоюзной межвузовской конференции по электромагнитным методам контроля качества материалов и изделий. Ч. 2, Рига, 1975, с. 17—24.
-

АНАЛИЗ РАБОТЫ ЧАСТОТНОГО ДАТЧИКА ПРИ РАЗДЕЛЬНОМ КОНТРОЛЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗДЕЛИЯ

Д. В. МИЛЯЕВ, А. М. НЕСТЕРОВ

Среди электромагнитных методов контроля качества изделий наиболее распространенным является метод вихревых токов. Основным достоинством является его универсальность, что дает возможность использовать этот метод для контроля самых различных параметров изделий.

В настоящее время важнейшей проблемой в дальнейшем развитии метода вихревых токов является отыскание универсальных и надежных способов раздельного контроля параметров изделий. К числу распространенных и достаточно полно исследованных методов раздельного контроля относится амплитудно-фазовый метод. Не останавливаясь на известных достоинствах и недостатках этого способа, отметим, что основой амплитудно-фазового метода раздельного контроля является различный характер изменений параметров преобразователя при изменении параметров изделия. То же самое относится и к другим способам раздельного контроля. Общим недостатком для всех способов является потеря чувствительности к полезному контролируемому параметру при отстройке от неконтролируемого мешающего параметра.

Вопросы раздельного контроля непосредственно связаны с контролем одних параметров изделий при условии стабилизации всех остальных. Задача стабилизации неконтролируемых или мешающих параметров в ряде случаев сводится к получению предельно-минимальной чувствительности к мешающим параметрам. Этим требованиям в значительной степени удовлетворяет частотно-фазовый метод электромагнитного контроля. При простой технической реализации метод обладает большими возможностями по отстройке от мешающих факторов.

В данной работе делается попытка объяснить фактическую суть частотно-фазового метода раздельного контроля параметров изделий приемами, известными в электромагнитной технике контроля качества изделий.

В работе [1] приведены экспериментальные исследования частотно-фазового метода применительно к раздельному контролю диаметра и электропроводности немагнитных цилиндрических изделий и показано, что данный метод позволяет полностью исключить влияние одного параметра при контроле другого. При этом (что очень важно) величина мешающего, неконтролируемого параметра может изменяться в широких пределах.

Подобные эксперименты были проведены для накладного преобразователя с целью выяснения возможности отстройки от влияния зазора при контроле электропроводности изделий, а также экспери

менты с проходными преобразователями для контроля дефектов и отстройкой от влияния смещений и магнитной проницаемости ферромагнитных изделий [2]. Все эксперименты показали высокую эффективность отстройки от мешающих факторов. Поэтому здесь целесообразно привести некоторые математические выражения, описывающие зависимость выходной величины частотного датчика с параметром контролируемого изделия.

Здесь и далее будет употребляться термин «частотный датчик». Под понятием «частотный датчик» понимается совокупность токовихревого преобразователя с измерительной схемой, представляющей автогенератор, в колебательный контур которого включен токовихревой преобразователь. Частотные датчики нашли широкое распространение в дефектоскопии для измерения и контроля геометрических размеров. Однако до сих пор считалось, что отстройка от мешающих факторов в частотных датчиках невозможна [3].

При введении в цепь положительной обратной связи автогенератора фазовращателя в частотном датчике возникает возможность отстройки от мешающих параметров. В литературе такие автогенераторы получили название автогенераторов с фазовым сдвигом [4].

Для LC-автогенератора с фазовым сдвигом изменение частоты за счет введения угла сдвига определяется по формуле

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{2Q}, \quad (1)$$

где $\Delta\omega$ — изменение частоты ω автогенератора; φ — угол сдвига; Q — добротность контура.

Так как токовихревой преобразователь включен в колебательный контур автогенератора, то формулу (1) перепишем с учетом параметров датчика. Тогда изменение частоты

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{R \operatorname{tg} \varphi}{2\omega L}, \quad (2)$$

где R и ωL — активное и реактивное сопротивление датчика.

С введением фазового угла сдвига в автогенераторе устанавливается баланс фаз при значении частоты ω , отличном от собственной частоты контура ω_k , т. е.

$$\Delta\omega = \omega - \omega_k,$$

где

$$\omega_k = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}; \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}; \quad \delta = \frac{R}{2L}. \quad (3)$$

Таким образом, выражение для частоты автогенератора с фазовым сдвигом может быть записано в виде

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} - \delta \operatorname{tg} \varphi. \quad (4)$$

Найдем зависимость изменения частоты при изменении параметров токовихревого преобразователя в виде

$$d\omega = \frac{d\omega}{dL} dL + \frac{d\omega}{dR} dR. \quad (5)$$

Подставляя значения частных производных

$$\frac{d\omega}{dL} = \frac{1}{\omega_k} \left(\frac{2R^2}{4L^3} - \frac{1}{\omega_0 L} \right) + \frac{R}{2L^2} \operatorname{tg} \varphi \quad (6)$$

и

$$\frac{d\omega}{dR} = \frac{1}{2\omega_k} \left(\frac{R}{L^2} \right) - \frac{1}{2L} \operatorname{tg} \varphi, \quad (7)$$

получим

$$\Delta\omega = \left[\frac{2\delta^2 - \omega_0^2}{2\omega_k} + \delta \operatorname{tg} \varphi \right] \frac{\Delta L}{L} - \left[\frac{\delta^2}{\omega_0} + \delta \operatorname{tg} \varphi \right] \frac{\Delta R}{R}. \quad (8)$$

Если коэффициент затухания $\delta \ll \omega_0$, то последнее выражение приближенно можно записать:

$$\Delta\omega = \left[-\frac{1}{2} \omega_0 + \delta \operatorname{tg} \varphi \right] \frac{\Delta L}{L} - \left[\frac{\delta^2}{\omega_0} + \delta \operatorname{tg} \varphi \right] \frac{\Delta R}{R}. \quad (9)$$

Полученные формулы для выходной величины частотного датчика позволяют составить условия раздельного контроля параметров изделия.

Полагая, что при отстройке от некоторого параметра изменение частоты равно нулю, можно определить значения угла сдвига из формулы

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{1}{2} \frac{\Delta L}{L} \omega_0 + \frac{\delta^2}{\omega_0} \frac{\Delta R}{R}}{\delta \left(\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta R}{R} \right)}. \quad (10)$$

Однако получение «нулевой чувствительности» к мешающему параметру — условие только необходимое, но недостаточное. Дополнительное условие раздельного контроля вытекает из тех соображений, что при отстройке от i -го параметра чувствительность датчика не равна нулю для k -го параметра.

Таким образом, условие раздельного контроля можно выразить через следующие соотношения:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega_0 \frac{\Delta L_i}{2L} + \frac{\delta^2}{\omega_0} \frac{\Delta R_i}{R}}{\delta \left(\frac{\Delta L_i}{L} - \frac{\Delta R_i}{R} \right)}. \quad (11)$$

и

$$\left(-\frac{\omega_0}{2} + \delta \operatorname{tg} \varphi_i \right) \frac{\Delta L_k}{L} - \left(\frac{\delta^2}{\omega_0} + \delta \operatorname{tg} \varphi_i \right) \frac{\Delta R_k}{R} > 0. \quad (12)$$

Подставляя (11) в (12), получим условие, при котором возможен раздельный контроль параметров изделия

$$\frac{\Delta r_i}{\Delta L_i} \neq \frac{\Delta r_k}{\Delta L_k}. \quad (13)$$

Таким образом, если соотношение между активным и реактивным сопротивлением от действия мешающего и контролируемого параметра не равны между собой, то при соблюдении условия (13) всегда можно подобрать такой угол в контуре генератора, при котором становится возможным раздельный контроль параметров изделия частотными датчиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Милыев Д. В., Нестеров А. М. Экспериментальное исследование метода раздельного контроля при параметрическом включении токовихревого датчика. — Изв. ТПИ, Томск: Изд-во Томск. ун-та, т. 221, с. 67—71.
2. Милыев Д. В., Панасюченко А. М., Нестеров А. М. Исследование влияния фазы обратной связи генератора вихретокового дефектоскопа на чувствительность к смещениям и дефектам. — Дефектоскопия, 1975, № 3, с. 105—108.
3. Мак-Мастер. Неразрушающие испытания: Справочник. Кн. 2. — М.—Л.: Энергия, 1965, 492 с.
4. Новицкий П. В., Кноринг В. Г., Гутников В. С. Цифровые приборы с частотными датчиками. — Л.: Энергия, 1970, 382 с.

ВЫБОР РЕЖИМА НАМАГНИЧИВАНИЯ ДЛЯ ИНДУКЦИОННОГО ШТАНГОВОГО ДЕФЕКТОСКОПА

И. Г. ЛЕЩЕНКО, Е. И. ОКРУШКО

Описание индукционного штангового дефектоскопа с разнесенными по длине намагничивающей и измерительной обмотками и увеличение его чувствительности за счет выносных измерительных катушек с ферромагнитными дисками было дано ранее [1, 2]. Ниже приводится возможность дальнейшего повышения эффективности дефектоскопа за счет выбора оптимального режима намагничивания штанги короткой намагничивающей катушкой.

Известно, что чувствительность и надежность контроля дефектов магнитопорошковым, магнитоферрозондовым и др. магнитными и электромагнитными методами определяются правильным выбором режима питания с учетом магнитных характеристик контролируемых изделий [3, 4].

В литературе не освещены вопросы выбора режима намагничивания для индукционного дефектоскопа с разнесенными обмотками и сведения о магнитных характеристиках сталей 20НМ, 40У и 36М17, из которых изготавливаются глубиннонасосные штанги.

В основу методики исследования положено то обстоятельство, что магнитопорошковый, феррозондовый и индукционный методы контроля имеют одну общую физическую сущность, различаясь главным образом лишь способом индикации дефектов.

На образцах сталей насосных штанг были сняты баллистическим методом основные кривые намагничивания $B=f(H)$ и построены графики $\mu=f(H)$. Для определения напряженностей полей

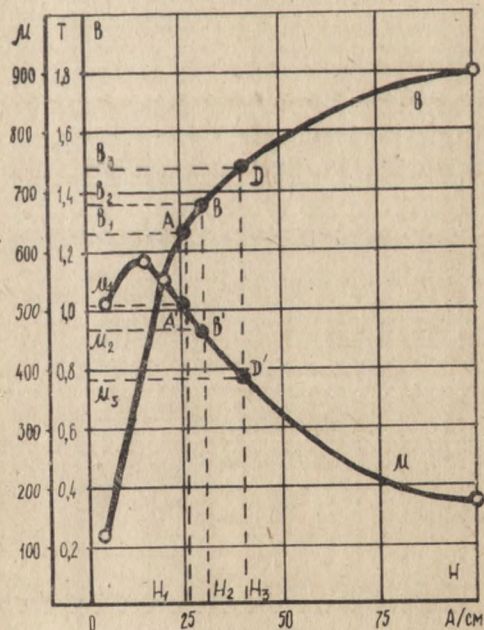


Рис. 1. График выбора режима намагничивания штанг из стали 20НМ

рассеяния от дефектов, имеющих различные геометрические размеры, на штангах из исследуемых сталей были нанесены искусственные дефекты типа «прямой поперечный пропил» с глубиной $h=2$ мм (минимальная глубина, соответствующая пороговой чувствительности дефектоскопа) и $h=5$ мм, шириной 0,5 мм. Измерителем магнитной индукции Е11—3 были измерены значения тангенциальной составляющей полей рассеяния от дефектов, расположенных в зоне измерительной катушки на расстоянии $R=15$ см от центра намагничивающей катушки и построены графики для токов намагничивания от 2 до 6 А.

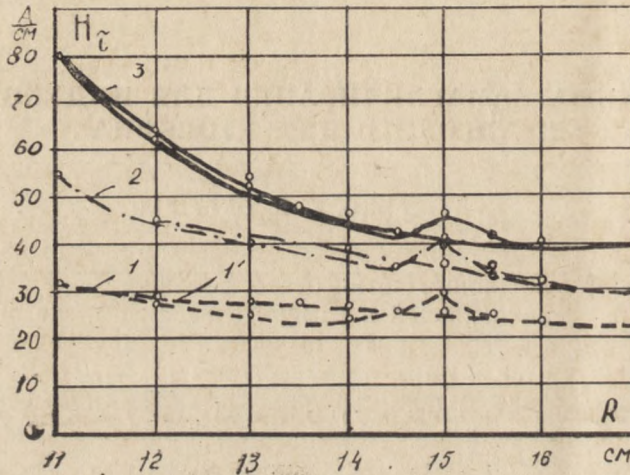


Рис. 2. Графики распределения поля рассеяния от дефектов с размерами: $h=2$ мм, $2b=0,5$ мм, снятые при: 1—2А; 2—4А и 3—6А; 1'—без дефекта

На рис. 1, 2 и 3 приведены результаты эксперимента для стали 20НМ. Как показал анализ, выбор рабочей точки A на основной кри-

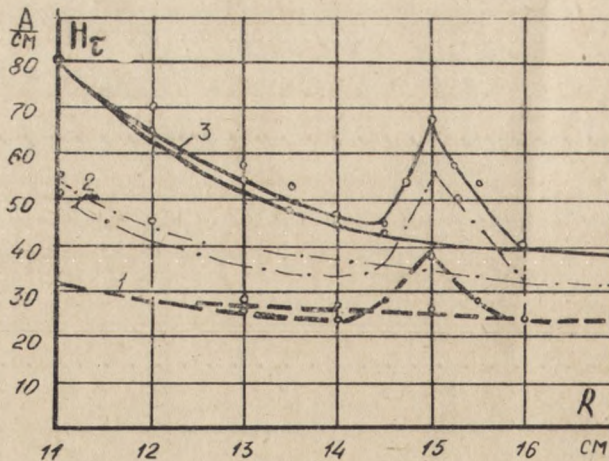


Рис. 3. График распределения поля рассеяния от дефектов с размерами: $h=5$ мм; $2b=0,5$ мм, снятые при: 1—2А; 2—4А и 3—6А

вой намагничивания $B=f(H)$, соответствующей участку A' правого крутого спада $\mu=f(H)$, является оптимальным условием выявляемо-

сти дефектов, что достаточно точно соответствует рекомендациям для других магнитных методов контроля сравнительно больших дефектов [3, 4, 5].

Для бездефектного участка штанги при токе $I=2A$ ($H=25$ А/см), что соответствует рабочему режиму $A \div A$ (рис. 1), введение дефекта увеличивает напряженность поля в этой зоне до 30 А/см (рис. 2) и смещает рабочую точку в зону $B \div B'$. Внесение штанги с дефектом $h=5$ мм (рис. 3) приводит к дальнейшему возрастанию индукции до точки D и уменьшению магнитной проницаемости до D . Увеличение намагничивающего тока не приводит к заметному увеличению выявляемости дефекта.

Аналогичные результаты получены при выборе оптимальных режимов намагничивания и для сталей 40У и 36М17. В этом случае оптимальным током намагничивания является $I=2,5$ А ($H=31$ А/см).

Таким образом, установлено, что для исследуемых сталей глубиннонасосных штанг наиболее эффективным режимом намагничивания является индукция $B=1,25-1,35$ Т, при этом обеспечивается достаточно высокая чувствительность дефектоскопа к усталостным дефектам наиболее часто встречающихся в практике эксплуатации насосных штанг в объединении Башнефть.

ЛИТЕРАТУРА

1. Окрушко Е. И., Лещенко И. Г., Толкачев Ю. И. Индукционный штанговый дефектоскоп. — В кн.: Промышленное применение электромагнитных методов контроля. М., Изд-во МДНТП, 1974, с. 187.
2. Окрушко Е. И., Лещенко И. Г. Повышение чувствительности индукционного дефектоскопа с разнесенными по длине намагничивающей и измерительной обмотками. — Дефектоскопия, 1976, № 6, с. 120.
3. Кифер И. И., Семеновская И. Б. Новые режимы магнитопорошкового метода контроля. — Дефектоскопия, 1972, № 2, с. 41.
4. Кифер И. И. Характеристики ферромагнитных сердечников. — М.: Энергия, 1967. — 137 с.
5. Хинсли Дж. Методы испытаний материалов без разрушения. — М.: Металлургиздат, 1962. — 324 с.

ВЫЯВЛЕНИЕ ИНОРОДНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В. И. ДОРОХОВ, А. С. ШОСТАК

Задача выделения сигнала от инородных включений в контролируемом материале, которые имеют определенные размеры, часто встречается в дефектоскопии при разбраковке и контроле качества материалов и изделий. Эта задача может быть расширена применительно к поиску отдельных искусственных конструкций, например, для обнаружения люков колодцев, находящихся под слоем засоренного грунта или снега.

В статье описан принцип построения поляризационного датчика дефектоскопа и способ обработки принятых этим датчиком сигналов, позволяющий успешно выделять полезные сигналы от дефектов или инородных включений определенных размеров на фоне помех.

Проведенные исследования в диапазоне частот 50—1000 МГц показали, что величина помех от неровностей поверхности и инородных включений и характер их распределения в значительной мере зависит от применяемой рабочей частоты и поляризации излученного и принимаемого электромагнитных полей.

Лучшие результаты по величине полезного сигнала были получены при излучении горизонтально поляризованной компоненты поля. Укороченным симметричным вибратором принималась вертикальная компонента. При этом в случае плавного изменения электрических свойств или влажности маскирующего слоя плоскость поляризации излученного и отраженного от поверхности полей не изменяется, формирование сигнала происходит на границе двух сред с отличающимися электрическими характеристиками, максимум сигнала присутствует вблизи краев предмета поиска.

Увеличим число приемных зондов до определенного числа n и расположим их в соответствии с краями предмета поиска в местах максимального значения амплитуды сигнала. Выделение сигнала от искомого тела на фоне помех проведем путем подсчета функции кросс-корреляции, которую, как известно [1], можно представить в виде

$$\arccos \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n y_i^2}} = \varphi, \quad (1)$$

где за x_i примем отсчеты эталонного сигнала с отдельного зонда, а за y_i — отсчет поступающей реализации.

Тогда по величине φ можем судить о наличии или отсутствии полезного сигнала. Задавая определенное пороговое значение $\varphi = \varphi_{\text{пор}}$, можем менять чувствительность, а следовательно, и помехоустойчивость дефектоскопа. Следует отметить, что на выбор величины $\varphi_{\text{пор}}$ также влияют требования, определяющие методику работы с дефектоскопом, в частности, шаг сканирования его датчика. Так, при расположении датчика над центром предмета поиска величина φ минимальна, при отсутствии помех $\varphi = 0$. При его смещении в сторону φ возрастает.

Для частного случая круглого предмета поиска при расположении зондов по его контуру имеем $x_1 = x_2 = \dots = x_n$. Тогда формула (1) упрощается и принимает вид

$$\varphi = \arccos \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{\sqrt{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n y_i^2}}$$

Структурная схема обработки сигнала для этого случая, разработанная для поиска люков колодцев показана на рис. 1.

Схема обработки включает в себя коммутатор сигналов с зондов 1, схему возведения в квадрат 2, усилители 3, интеграторы 4, схему извлечения квадратного корня 5, схему отношений 6, пороговое устройство 7 и индикатор 8.

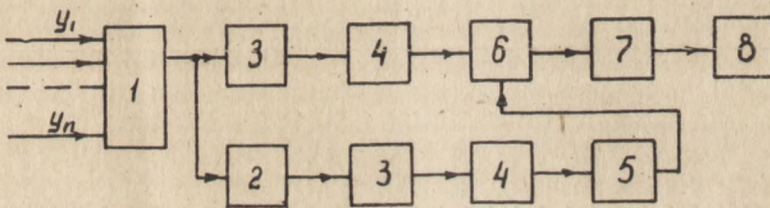


Рис. 1. Структурная схема обработки сигнала для случая $x_1 = x_2 = \dots = x_n$

При превышении сигнала с выхода блока 6 установленного порогового значения индикатор вырабатывает сигнал звуковой частоты.

Таким образом, применяя описанный способ обработки, мы можем выделить полезный сигнал на фоне помех, в несколько раз превышающих полезный сигнал поскольку картина распределения помех на зондах по форме, как правило, существенно отличается от реализации сигнала.

Независимость от амплитуды помех и сигналов появляется благодаря тому, что при анализе значения φ не учитываются абсолютные значения измеряемых величин, а измеряются нормированные сигналы.

Следует заметить, что применительно к выявлению инородных включений или дефектов, размеры которых строго не определены, целесообразно размещение зондов по нескольким контурам группами. Дальнейшее сравнение сигналов с групп зондов по величине позволит наряду с повышением помехозащищенности определить размер инородного включения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ланге Ф. Корреляционная электроника. — Л.: Судпромгиз, 1963. — 448 с.
2. Овчицников А. В., Семенов В. С. Выделение сигналов на фоне сильно коррелированных помех. — Труды Сибирского физико-технического института им. В. Д. Кузнецова. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1970, № 52, с. 194—201.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССА НЕРАЗРУШАЮЩЕГО ИНФРАКРАСНОГО КОНТРОЛЯ МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ

В. П. ВАВИЛОВ, С. Ю. ТАНАСЕИЧУК, О. С. ШАБАНОВА, В. В. ШИРЯЕВ

Введение

В работах Н. А. Бекешко, Ю. А. Попова, Б. Н. Славского и других авторов исследовались отдельные аспекты поведения полезного сигнала от дефекта при тепловом инфракрасном неразрушающем контроле (ТНК) [1—5]. Экспериментально установлено, что одним из важнейших параметров процесса контроля является время оптимальной регистрации при нагреве неподвижным распределенным тепловым потоком $\tau_{\text{р-опт}}$ или оптимальное время задержки при нагреве движущимся пучком тепла $\tau_{\text{з-опт}}$.

Рассмотрим теоретические аспекты исследования временных характеристик ТНК, который сводится к решению уравнения теплопроводности

$$a \nabla^2 t = dt/d\tau \quad (1)$$

при определенных краевых условиях. Здесь t — текущая температура; a — коэффициент температуропроводности.

Выявление внутренних дефектов путем исследования температурного поля поверхности объектов в принципе возможно как в стационарном, так и в нестационарном режимах. Однако в первом случае величина полезного сигнала меньше из-за растекания тепла по слоям, окружающим дефект. Поэтому выявление малых дефектов связано с режимом нестационарного нагрева [6]. Наибольшее распространение получили активные методы ТНК, использующие внешний источник нагрева, так как при контроле «пассивных» материалов, находящихся перед процедурой контроля в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой, процессы нагрева и охлаждения описываются одними и теми же соотношениями.

Практикуются два способа исследования температурного поля: односторонний контроль нагреваемой поверхности; двусторонний контроль противоположной стороны.

Цель нашей работы — систематизация особенностей ТНК неметаллов и металлов в области временных характеристик при нагреве распределенным неподвижным тепловым потоком и при нагреве узким движущимся тепловым пучком.

Контроль неметаллов

Рассмотрим нестационарный контроль гетинаксовой пластины с внутренним нетеплопроводным дефектом при нагреве постоянным тепловым потоком.

Для изделий, удовлетворяющих условию

$$al/\lambda \leq 0,1,$$

момент наступления максимального перепада определяется по формуле

$$\tau_{p \max} = \frac{\lambda (\ln L/l) Li}{\alpha a (L-l)},$$

где L — полная толщина пластины; l — расстояние от нагреваемой поверхности до дефекта; α — коэффициент конвекции.

На рис. 1 приведены графики, отображающие развитие относительного температурного перепада во времени. Максимальные перепады для экспериментальных и теоретических кривых наблюдаются при

$\tau_{p \max} = 12$ мин, причем установлено, что в режиме непрерывного нагрева распределенным тепловым потоком значение $\tau_{p \max}$ меняется прямо пропорционально изменению глубины залегания дефекта l . Для гетинаксовой пластины толщиной 18 мм отношение $\tau_{p \max}/l = 2$ мин/мм. Таким об-

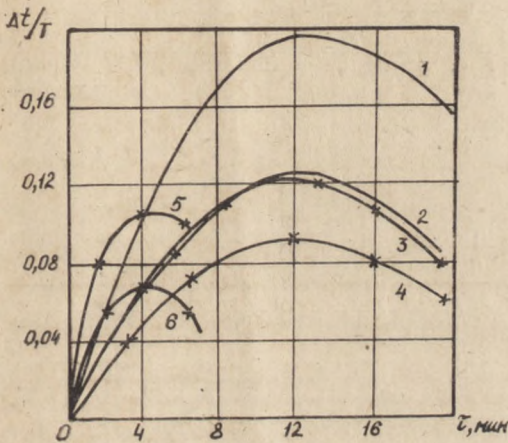


Рис. 1. Развитие относительного температурного перепада во времени: 1 — аналитическая кривая для протяженного дефекта; 2 — расчетная кривая для двумерного дефекта при $h_d = 21$ мм, $l = 6$ мм; 3, 4 — экспериментальные кривые при $h_d = 21$ мм и 14 мм, $l = 6$ мм; 5, 6 — экспериментальные кривые для двух- и трехмерного дефекта соответственно при $h_d = 10$ мм, $l = 2$ мм

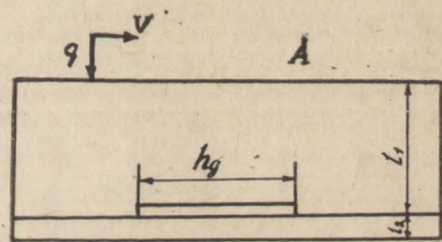


Рис. 2. Структура двухслойного изделия с дефектом, нагреваемая тепловым потоком q со стороны поверхности А: l_1 — толщина основной пластины; l_2 — толщина тонкой пластины; h_d — ширина дефекта

разом, температурный перепад в процессе непрерывного нагрева достигает максимума в момент времени $\tau_{p \max}$, который зависит от глубины залегания дефекта.

Рассмотрим контроль той же структуры движущимся тепловым пучком. Пусть S_n — ширина двумерного пучка; V — скорость нагрева; $\tau_{3 \text{ опт}}$ — оптимальное время задержки, равное отношению оптимального расстояния между радиометром и нагревателем к скорости нагрева.

Установлено, что $\tau_{3 \text{ опт}}$ для изделий типа стеклопластика не зависит от времени ввода тепла в контролируемый объект $\tau_b = S_n/V$ и линейно зависит от глубины залегания дефекта. Для стеклопластика толщиной 9 мм отношение $\tau_{3 \text{ опт}}/l = 12,5$ с/мм.

Контроль металлов

Для металлов $\tau_{p \text{ опт}}$ зависит от λ и обычно составляет доли и единицы секунд. Так, например, для структуры серебро (100 мкм) — эпоксидная смола (10 мкм) — алюминий (500 мкм) $\tau_{p \text{ опт}} = 0,11$ с и $\tau_{p \text{ опт}} = 0,035$ с соответственно для дефектов типа «трещина» и «локальная неоднородность». Установлено, что для металлов момент оптимальной регистрации $\tau_{p \text{ опт}}$ при $\Delta t = \max$ растет почти линейно с увеличением глубины залегания дефекта l .

$\tau_{р\text{ опт}}$ для реальных дефектов мало зависит от поперечных размеров дефекта h_d в неметаллах и существенно зависит от h_d в металлах.

Таким образом, основные особенности ИК методов контроля металлов — малое время $\tau_{р\text{ опт}}$ за счет высокой теплопроводности металлов, вследствие чего наблюдается короткий диапазон времени, в течение которого внутренние дефекты могут быть обнаружены.

Рассмотрим контроль двухслойного металлического изделия со следующими параметрами: $a_0 = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 46 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$; $l_1 = 1,0 \text{ мм}$; $l_2 = 2 \text{ мм}$. Нагрев осуществляется движущимся тепловым потоком (см. рис. 2).

При нагреве со стороны *A* оптимальное время запаздывания $\tau_{з\text{ опт}}$ изменяется в зависимости от размеров теплового потока в диапазоне от 3 до 4 с для поверхности *A* и от 1 до 2 с для поверхности *B*.

При нагреве со стороны *B* $\tau_{з\text{ опт}}$ соответственно составляет $\tau_{з\text{ опт}}/A = 1 \div 2 \text{ с}$; $\tau_{з\text{ опт}}/B = 0 \div -1 \text{ с}$. Знак «—» означает, что точка оптимального контроля находится внутри теплового потока и теоретически при малых V может находиться впереди него. На рис. 3 изображены зависимости величины относительного перепада температуры от времени запаздывания τ_z для различных вариантов нагрева.

Известно, что на нагреваемой стороне температурный перепад всегда положителен, а на противоположной — отрицателен. В связи с этим интересно отметить, что при $h \leq 2l_2$ может происходить за единицы секунд инверсия знака Δt для поверхности *B*. Таким образом, при двухстороннем контроле малых дефектов движущимся тепловым

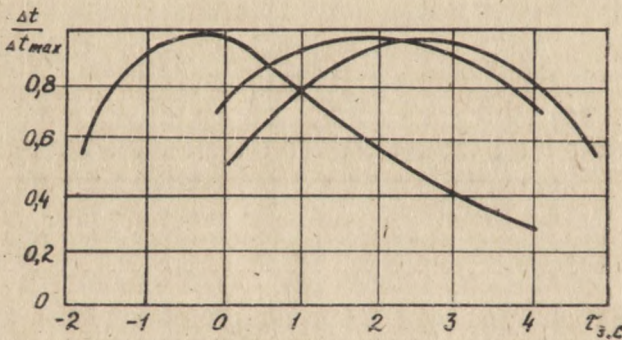


Рис. 3. Зависимость максимального относительного перепада от изменения времени задержки: 1 — нагрев со стороны тонкой пластины $S_n = 4 \text{ мм}$; 2 — нагрев со стороны толстой пластины $S_n = 8 \text{ мм}$

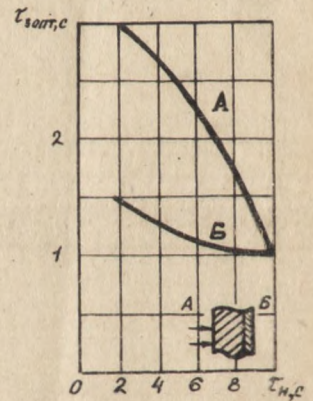


Рис. 4. Оптимальное время регистрации после окончания импульса нагрева в зависимости от его длительности

потоком возможен пропуск дефекта в трех случаях 1) τ_z слишком мало; 2) τ_z слишком велико; 3) $\tau_z \sim \tau_{инв}$. Физически последний факт объясняется тем, что область над дефектом является аккумулятором тепла, тогда как в соседних областях происходит быстрый отвод тепла в глубь материала.

Теоретический анализ процесса контроля движущимся пучком тепла для данной структуры приводит к следующим основным результатам: 1) для металлов $\tau_{з\text{ опт}}$ растет с увеличением толщины тонкой пластины *B*; 2) оптимальное время задержки не зависит от времени ввода тепла $\tau_v = S_n/V$ при $S_n = \text{const}$, $V = \text{var}$ и уменьшается с ростом τ_v при $V = \text{const}$ и $S_n = \text{var}$. Анализ контроля двухслойной металлической структуры импульсным распределенным потоком показывает, что $\tau_{з\text{ опт}}$ для поверхностей *A* и *B* сдвинуты по сравнению с окончани-

ем импульса нагрева на величину $1 \div 3$ с, причем, чем больше длительность импульса нагрева $t_{\text{им-н}}$, тем меньше величина сдвига (рис. 4).

Таким образом, предварительный теоретический анализ временных характеристик различных режимов ТНК позволяет существенно снизить трудоемкость экспериментальных исследований и выявить основные особенности каждого из режимов ТНК.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекещко Н. А. — Дефектоскопия, 1977, № 4, с. 53.
 2. Вавилов В. П. и др. — Дефектоскопия, 1977, № 4, с. 64.
 3. Стороженко В. А. и др. — Дефектоскопия, 1977, № 4, с. 70.
 4. Вавилов В. П. — Дефектоскопия, 1976, № 5, с. 65.
 5. Попов Ю. А. и др. — Дефектоскопия, 1976, № 3, с. 76.
 6. Вавилов В. П. и др. — Дефектоскопия, 1975, № 2, с. 41.
-

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ, ВЛАЖНОСТИ, ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЧВ

В. И. ПАХОТНОВА

Исследовалась магнитная восприимчивость ряда почв в зависимости от ее плотности, влажности, температуры.

При изучении магнитной восприимчивости почв от ее плотности исследуемые образцы почв предварительно разбивались на фракции методом просеивания и затем подвергались определению их порозности, для чего предварительно были определены их удельные и объемные веса [1]. Данные приведены в табл. 1.

Почвы брались разными по механическому составу, оказалось, что изменение порозности (соответственно плотности) для почв, разных по механическому составу, следующее: для легких суглинков от 55,4 до 72,6%, а для тяжелых — от 56,1 до 62,6%, т. е. порозность почв тем выше, чем легче механический состав почв.

Измерения магнитной проницаемости почв проводились на схеме дифференциального трансформатора [2] для шести типов почв в зависимости от фракции и порозности почв на частоте 500 Гц. Результаты измерений представлены в виде графиков (рис. 1), на которых по оси абсцисс отложены d частиц почвы (в мм), а по оси ординат — магнитная проницаемость μ исследуемых почв. Из графиков видно, что магнитная проницаемость μ изменяется с изменением структуры, а именно: с увеличением размера зерна почв, т. е. с уменьшением плотности μ уменьшается.

В табл. 2 приведены наименование и характеристики почв, для которых результаты измерений μ даны в виде графиков (рис. 2). Из графиков следует, что магнитная проницаемость уменьшается с увеличением размера частиц почвы. Резкое уменьшение μ наблюдается при увеличении размера зерен до 0,25 мм в диаметре.

Таким образом, следует, что магнитная проницаемость при увеличении порозности падает, а соответственно при увеличении плотности растет. Это явление можно объяснить следующим образом. С увеличением зерен увеличивается порозность материала, следовательно, уменьшается объем твердой фазы почвы, которая является определяющей магнитных свойств почвы.

Коэффициент прямолинейной корреляции для почв темно-каштановой, чернозема, светло-серой, дерново-подзолистой, серой лесной различного механического состава для частиц размерами менее 1 мм в диаметре равен 0,29, а для нелинейной корреляции 0,40. Для частиц с размером от 1 до 7 мм коэффициент прямолинейной корреляции равен 0,26, а для нелинейной — 0,61.

Таблица 1

Определение удельного веса, объемного веса и порозности трех типов почв

Тип почвы	Механический состав и глубина взятия, см	Размер зерна, мм	Удельный вес	Объемный вес	Порозность %
Светло-серая	Тяжелый суглинок A_1A_2 17—27	0,25	2,513	1,041	56,1
		0,50	„	1,0123	59,7
		1	„	0,9706	61,4
		2	„	0,9659	61,6
		3	„	0,9571	62,3
		5	„	0,9423	62,6
Чернозем	Средний суглинок B_1B_2 45—55	0,25	2,37	1,0312	56,6
		0,5	„	0,9806	58,8
		1	„	0,9371	60,6
		2	„	0,9318	60,8
		3	„	0,8765	63,1
		5	„	0,8588	63,9
Темно-каштановая	Легкий суглинок A_1A_2 5—10	0,25	2,223	0,9906	55,4
		0,5	„	0,7400	66,7
		1	„	0,7229	67,5
		2	„	0,6382	71,3
		3	„	0,6300	71,7
		5	„	0,6100	72,0

Таблица 2

Характеристика исследуемых почв

Номер разреза	Тип почвы	Глубина взятия, см	Размер зерен
P-465	Бурозем	A (0—10)	0,25; 1; 3; 5; 7
		B (25—35)	0,25; 1; 3; 5; 7
		C (110—120)	0,25; 1; 3; 5; 7
P-618	Серозем темный (средний суглинок)	A (0—10)	0,25; 1; 3; 5; 7
		C (180—190)	„
P-616	Серозем	B (20—30)	0,25; 1; 3; 5; 7
		C (80—90)	„
P-608	Пойменный дерново-карбонатный	C (115—125)	0,25; 1; 3; 5; 7
P-217	Тундровый	A (0—3)	0,25; 1; 3; 5; 7
P-403	Солонцы	B (65—75)	0,25; 1; 3; 5; 7
		C (200—210)	„

Корреляция для почвы одного механического вида составляла: 1) для легкого суглинка коэффициент линейной корреляции — 0,21, нелинейной — 0,57; 2) для среднего суглинка коэффициент линейной корреляции — 0,44, нелинейной — 0,47; 3) для тяжелого суглинка коэффициент линейной корреляции 0,34, нелинейной — 0,62. Объем

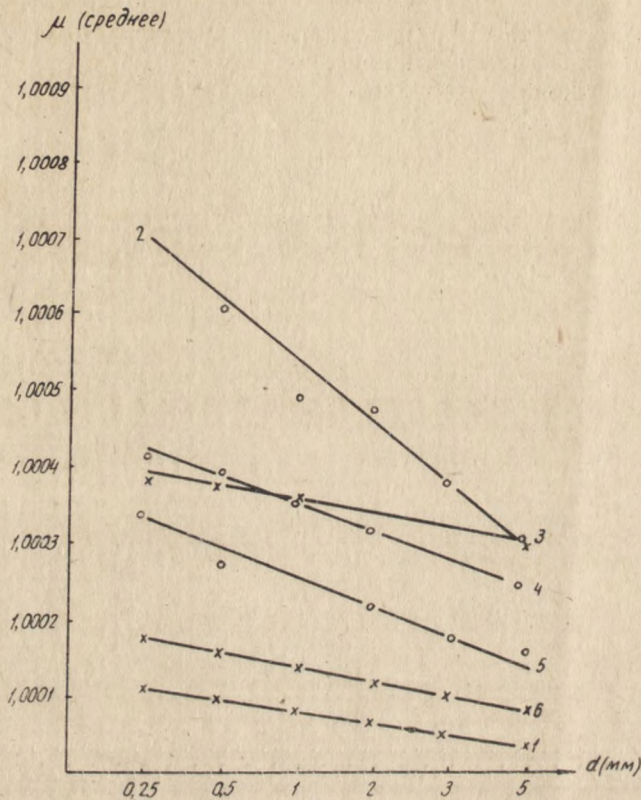


Рис. 1. Зависимость μ от d (плотности) почв: 1 — светло-серая P-334, A 0—10 см (тяжелый суглинок); 2 — темно-каштановая P-Б A 0—5 см (легкий суглинок); 3 — чернозем P-2 A 0—10 см (средний суглинок); 4 — серолесная A 0—10 см (тяжелый суглинок); 6 — чернозем A 0—5 см (средний суглинок); — $f=500$ Гц

выборки составлял для первого случая 50, для второго — 177, для третьего — 62, для четвертого — 84. Везде достоверность значения коэффициента корреляции больше 0,99.

Из значений коэффициента корреляции можно сделать вывод, что связь между d и магнитной проницаемостью нелинейная.

Ставился вопрос о влиянии влаги в почве на ее магнитные характеристики. Предполагалось, что присутствие воды в почве может образовать растворы, которые как-то могут изменить ее магнитные характеристики. Присутствие влаги в почве определяет влажность W' почвы, под которой подразумевается отношение веса влаги $P_{\text{вл}}$ в почве к весу сухой почвы $P_{\text{сух}}$, выраженное в процентах

$$W' = \frac{P_{\text{вл}}}{P_{\text{сух}}} 100 \%$$

Если присутствие воды в почве находится в состоянии полной влагоемкости [2], то влажность такой почвы принимается за 100%. Влаж-

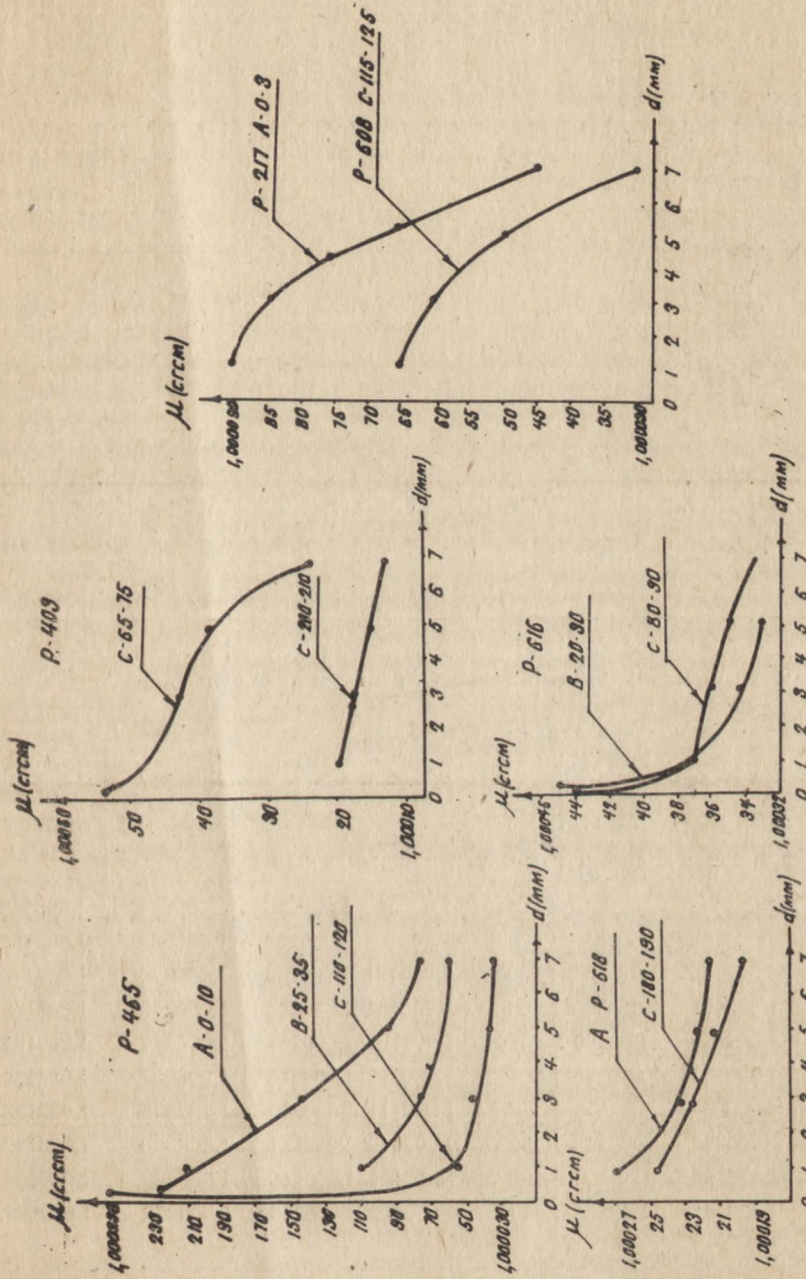


Рис. 2. Графики зависимости магнитной проницаемости от размера зерен почвы (d — диаметр, мм)

ность воздушно-сухой почвы определяется наличием гигроскопической воды [2].

Влажность W исследуемых почв пересчитывалась по формуле

$$W = \frac{W'}{W_0} \cdot 100 \%,$$

где W_0 — влажность почвы, соответствующая состоянию полной влагоемкости; W' — влажность данного исследуемого образца, определенная объемным методом [3]. Все измерения зависимости почв от влаги проводились на дифференциальной мостовой схеме [2].

ЭДС, наводимая в дифференциальной катушке при внесении в нее пробирки с почвой, выражается формулой

$$\bar{E}_{\nu\sigma} = -10^{-8} \omega S H_0 n \left[\frac{z^2 \mu}{8} + j(\mu - 1), \right] \quad (1)$$

где $z^2 = a^2 4\pi \omega \sigma \mu \cdot 10^{-9}$; a — внутренний радиус пробирки; σ и μ — электропроводность и магнитная проницаемость почвы. Таким образом, получается, что ЭДС наводится как за счет изменения электропроводности, так и за счет изменения магнитной проницаемости. Что же сильнее определяет величину ЭДС, σ или μ в отдельности, каков же их «вклад»? Для этого найдем порядок первого и второго членов в формуле (1). Из полученных ранее результатов $(1-\mu)$ имеет величину не менее 10^{-4} . Поскольку ошибка измерений μ составляет 40—50%, то можно пренебречь величиной $\frac{z^2 \mu}{8}$, если она составит $(2 \div 3) \cdot 10^{-6}$ (дополнительная ошибка при этом не превышает 1%). Возьмем пре-

Таблица 3

Зависимость магнитной проницаемости почв от ее влажности

% увлаж- ненности от величины полной влаго- емкости	Магнитная проницаемость,				$d=0,25$ мм		
	Дерново- подзолист. почва (гигроскоп. 1,4%)	Темно- кашт. почва (гигро- скопия 1,73%)	Дерново- подзол. (гигро- скопия 1,66%)	Серая (гигро- скопия 2,72%)	Черно- зем (гигро- скопия 3,2%)	Серая лесная 3,99%) (гигроскоп.)	Светло- серая (гигроскоп. 2,17%)
100	1,001122		1,000235	1,000838	1,000236	1,000291	1,000142
90	1,000109	1,000318	1,000267	1,000104	1,000242	1,000283	1,000153
80	1,000115		1,000267	1,000121	1,000259	1,000274	1,000142
70	1,000101	1,000305	1,000	1,000131	1,000234	1,000279	1,000149
60	1,000095	1,000299		1,000103	1,000251	1,000277	1,000151
50	1,000098	1,000305	1,000232	1,000118	1,000245	1,000297	1,000134
40	1,000092			1,000111	1,000239	1,000255	1,000133
30	1,000092	1,000315	1,000264	1,000119	1,000251	1,000300	1,000142
20	1,000098		1,000255	1,000106	1,000248	1,000298	1,000150
10	1,000101	1,000305	1,000267	1,000123	1,000233	1,000275	1,000154
о возд. сух.							
абс. сух.	1,000069			1,000778	1,000216	1,000239	1,000115

дельное значение $z^2 \mu$ порядка 10^{-5} . Тогда предельные значения σ , влиянием которых можно пренебречь, составляет $\sim 1,6 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{см}}$. Для почв с влажностью до 100% полной влагоемкости σ на частоте 500 Гц во много раз меньше.

Таким образом, ЭДС наводится в основном из-за магнитной проницаемости почвы и в том случае, когда почва находится во влажном состоянии. Такой же вывод можно получить и из расчета сдвига фаз, получаемых за счет μ и σ почв.

Исследовались образцы почвы разного механического состава: глина, супесь, песок, чернозем, суглинок. Величина влагоемкости этих почв колеблется от 27 до 68% от веса сухой почвы.

Результаты измерения магнитной проницаемости от влажности почвы приведены в табл. 3. Такое изменение μ входит в пределы ошибок измерений, следовательно, магнитная проницаемость почв не зависит от влажности.

Температурные исследования магнитной проницаемости почв изучались в интервале от -50°C до $+50^\circ\text{C}$ [4] для трех типов почв: чернозем, темно-каштановая и светло-серая. Почвы находились в воздушно-сухом состоянии. Фракция почв была размером 0,25 мм в диаметре частицы. Измерения проводились на переменном токе 500 Гц. Результаты зависимостей μ почв от температуры приведены на графиках (рис. 3). Из графиков (рис. 3) следует, что в диапазоне температур от -50°C до $+50^\circ\text{C}$ μ растет и рост этот становится заметнее с дальнейшим ростом температуры до $+50^\circ\text{C}$.

Таким образом, приведены результаты исследований влияния плотности, влажности и температуры на магнитные свойства почв.

Показано, что:

- 1) для всех почв с ростом плотности магнитная проницаемость увеличивается. Приращение $\Delta\mu$ на единицу плотности лежит в пределах от $2,4 \cdot 10^{-4}$ (светло-серая почва) до $7,0 \cdot 10^{-3}$ (темно-каштановая);
- 2) в пределах ошибок измерения магнитная проницаемость почв от влажности не зависит;
- 3) магнитная проницаемость увеличивается с ростом температуры, причем приращение $\Delta\mu$ на 1°C лежит в пределах от $0,585 \cdot 10^{-7}$ до $0,615 \cdot 10^{-5}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Приклонский В. А. Общее грунтоведение. — М.: Госиздат, 1943, с. 95—115.
2. Пахотнова В. И., Семенов В. С. Магнитная восприимчивость почв. — Труды СФТИ. Вып. 52. Электромагнитные методы контроля, магнитное экранирование, электродинамика простейших сред, 1970, с. 166—171.
3. Васильев А. М. Упрощенные определения физических и водных свойств грунтов. ГОНТИ. — М.-Л., 1934, с. 25—30.
4. Нестеров В. М., Пахотнова В. И., Каретников А. С. Исследование влияния температуры на магнитные свойства почв. — Труды СФТИ, 1976, вып. 61, с. 110—113.

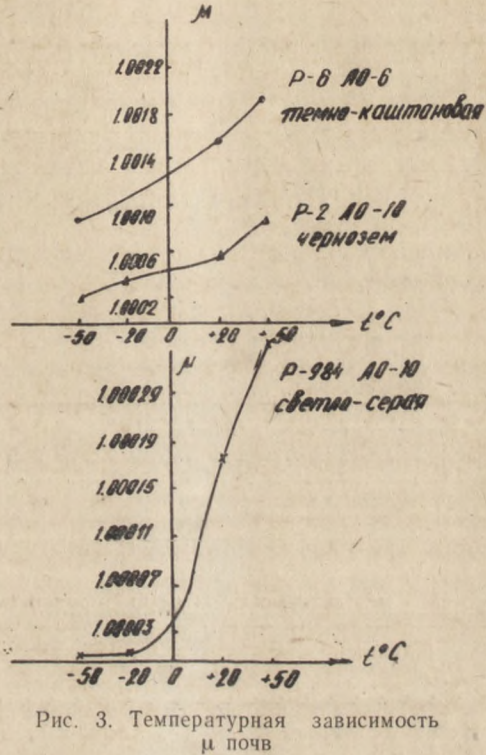


Рис. 3. Температурная зависимость μ почв

РЕФЕРАТЫ НА ОПУБЛИКОВАННЫЕ СТАТЬИ

УДК 621.370

Некоторые математические задачи теории электромагнитных методов контроля. I (постоянные поля). Сапожников А. Б., Семенов В. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 3—11.

В настоящее время электромагнитные методы широко применяются для решения целого ряда задач неразрушающего контроля. На основе этих методов созданы сотни приборов для дефектоскопии различных изделий, структуроскопии материалов и т. д.

Одним из преимуществ электромагнитных методов является дешевизна, быстрота выполнения операций, простота. Один из их недостатков — сложный характер корреляции между контролируемыми параметрами и электромагнитными сигналами.

В связи с этим электромагнитные методы особенно нуждаются в аналитической теории.

На сегодняшний день рассмотрен довольно большой комплекс вопросов, относящихся к аналитической теории электромагнитных методов контроля. Однако остается еще незатронутой весьма обширная область вопросов.

В статье приводится постановка ряда задач, относящихся к методам, основанным на использовании постоянных магнитных полей: электротоквые методы контроля, методы магнитной дефектоскопии, вопросы намагничивания тел локальными источниками постоянного поля.

Библ. 14.

УДК 621.370

Некоторые математические задачи теории электромагнитных методов контроля. II (переменные поля). Сапожников А. Б., Семенов В. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 12—19.

В статье приводится постановка ряда математических задач, относящихся к электромагнитным методам контроля при использовании переменных полей.

Рассматриваются вопросы намагничивания тел переменными полями, а также вопросы дефектоскопии изделий переменными магнитными полями.

В заключительной части статьи рассмотрены некоторые вопросы контроля объектов движущимся источником постоянного магнитного поля.

Библ. 23.

УДК 621.370

Трехслойный шар в однородном постоянном магнитном поле. Боброва М. Н. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 20—24.

В работе решена задача о трехслойном неоднородном магнитном шаре, расположенном в изотропном магнитном пространстве; система намагничивается однородным постоянным магнитным полем. Магнитные проницаемости слоев шара и ядра, а также магнитная проницаемость окружающего шар пространства считаются независимыми от амплитуды намагничивающего поля.

Библ. 12.

УДК 621.370/621

О локализации магнитного поля двумя соосными витками с током. Бобр-ва М. Н. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 25—29.

Работа посвящена аналитическому исследованию возможности создания локализованного поля двумя витками, оси которых параллельны, а центры совмещены. Рассмотрены плоские витки, по которым протекают постоянные токи противоположного направления.

Показано, что с помощью двух соосных витков с противоположно направленными токами может быть создано локализованное по кольцу магнитное поле достаточно высокой интенсивности. Такое поле может найти применение в дефектоскопии, в проблеме поиска металла в тканях живого организма и др.

Библ. 1, ил. 6, табл. 1.

УДК 620.179.14

Построение и расчет схемы замещения проводящего ферромагнитного шара, возбужденного переменным магнитным полем. Бутько Г. С., Рябцев А. П., Фрум-кис Л. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 30—33.

В работе рассмотрена возможность создания модели проводящего ферромагнитного шара, возбужденного переменным магнитным полем, в виде схемы, состоящей из частотно-зависимых элементов (индуктивности, емкости и сопротивления).

Модель создана на основе исследования уравнения, составленного из известных выражений для комплексных моментов шара и витка с током.

Показано, что для каждой из фиксированных частот может быть построена схема замещения шара в бесконечном множестве вариантов, отличающихся друг от друга конкретными величинами индуктивности емкости и сопротивления (при условии сохранения постоянства фазовых углов).

Предложенная схема может использоваться для анализа фаз вторичных полей и для оценки времен установленных вихревых токов на заданных частотах. Кроме того, схема открывает принципиальную возможность создания новой физической модели шара для экспериментальных исследований.

Библ. 4.

УДК 620.179.14

Расчет тангенциальной составляющей магнитного поля изогнутой рамки. Ломо-вицкий А. В., Рябцев А. П., Фрумкис Л. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 34—37.

В работе рассчитывается тангенциальная составляющая магнитного поля витка с током для случая, когда виток размещен на каркасе, подвергающемся изгибу. Получены формулы, позволяющие рассчитывать помехи, возникающие при изгибах каркаса, с учетом его упругих свойств, геометрии и способа крепления. Приведены результаты численных расчетов.

Библ. 3, ил. 3.

УДК 620.179.14

Исследования магнитных полей рассеяния дефектов конечной протяженности. Новикова И. А. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 38—48.

Исследования проведены на основе представления поля дефекта полем от двух линейных заряженных нитей конечной протяженности. Расположение нитей в координатной системе определяется координатами, зависящими от параметров дефекта, его ширины раскрытия и глубины, а магнитные массы функционально зависят от магнитных свойств изделия, что позволяет проводить не только качественное исследование картины распределения полей рассеяния дефектов конечной протяженности, но и количественное. Приводятся численные результаты.

Библ. 12, ил. 6.

УДК 620.179.144

Излучение из плоского и круглого волноводов в полубесконечную среду с потерями. Парватов Г. Н., Попов А. А. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 49—58.

Предложена строгая методика решения задач об излучении апертурных излучателей типа открытого конца волновода в диэлектрические среды с потерями. Методика представляет собой сочетание метода обобщенных матриц рассеяния с методом факто-

ризации. Показано, что учет нераспространяющихся типов волн влияет только на ранг матриц, увеличивая время счета на ЭВМ, и практически не влияет на точность численных расчетов.

Библ. 6, ил. 4, табл. 1.

УДК 620.179.14

Топография нормальной составляющей рассеянного поля над стыком двух импедансных сред. Попов А. А. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 59—61.

Решена задача о рассеянии нормально падающей ТМ волны стыков двух импедансных поверхностей. Показано, что появление нормальной составляющей в отраженном поле свидетельствует о наличии самого стыка, а наклон топографии нормальной составляющей рассеянного поля указывает поверхность с большей диэлектрической проницаемостью. Причем над стыком нормальная составляющая рассеянного поля имеет абсолютный минимум.

Библ. 2, ил. 3.

УДК 621.372.82

Волноводно-резонаторный метод измерения параметров диэлектриков и полупроводников. Парватов Г. Н. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 62—67.

На основе строгого решения задачи о дифракции волноводной волны (волновод плоский) на двухслойной диэлектрической пластине с металлической подложкой сформулированы методики контактного и бесконтактного измерения диэлектрической проницаемости, проводимости диэлектрических покрытий и полупроводниковых материалов. Методики основаны на измерении резонансных амплитудных и фазовых характеристик коэффициента отражения волноводной волны основного типа используемого волновода любым из известных способов. Методики не накладывают ограничений на величину измеряемых параметров.

Библ. 3, ил. 4.

УДК 620.179.14

Теоретические основы СВЧ бесконтактного метода контроля трещин на металлических поверхностях, покрытых слоем диэлектрика. Парватов Г. Н., Попов А. А., Кузнецов В. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 68—72.

Строго решена дифракционная задача для плоской волны на прямоугольной трещине конечных размеров. Полученные соотношения легли в основу бесконтактного измерения глубины и ширины раскрыва открытых трещин на металлических поверхностях по рассеянному полю.

Библ. 2, ил. 3.

УДК 620.179 : 537.226

Влияние влажности на диэлектрическую проницаемость цементно-песчаных бетонов в СВЧ диапазоне. Загоскин В. В., Замотринская Е. А., Нестеров В. М. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 73—79.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования влияния влажности на диэлектрическую проницаемость цементно-песчаных бетонов в СВЧ диапазоне.

В результате проведенных экспериментов получена эмпирическая зависимость между диэлектрическими характеристиками бетонов (ϵ , $\text{tg}\delta$), их влажностью (W) и водоцементным и цементно-песчаным отношениями. Зависимость позволяет оценить влажность цементно-песчаных бетонов по их диэлектрической проницаемости с точностью до 10%.

Кроме того, оценена возможность измерения влажности бетонов по значениям ϵ и $\text{tg}\delta$. Указывается, что при известных V/Π и Π/Π отношений точность измерения W по величине ϵ больше. В то же время на зависимости $\text{tg}\delta$ от влажности меньше сказываются структурные и технологические факторы (V/Π и Π/Π отношения). Дана оценка влияния влажности на корреляционную зависимость $\epsilon - R_{\text{сж}}$. Показана возможность нахождения корреляционной связи между ϵ бетонов, выдержанных в воде, и их прочностью на сжатие.

Библ. 4, ил. 5, табл. 2.

УДК 620.179 : 691.32

Оценка применимости радиоволновых методов для контроля прочности бетона. Нестеров В. М., Юшков В. Н., Загоскин В. В., Семенов В. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 80—87.

На основе анализа существующих радиоволновых методов дается оценка возможности их применения для неразрушающего контроля бетонов. Основное внимание уделяется диэлектрическим методам СВЧ диапазона. Делается вывод о предпочтительности применения накладных датчиков при контроле в СВЧ диапазоне. Указывается на необходимость учета влажности, марки бетона, типа наполнителя при диэлектрическом контроле бетонов.

Библ. 28, табл. 3.

УДК 539.293 : 620.179.16

СВЧ метод контроля удельного сопротивления полупроводников и полупроводниковых пленок. Войцеховский А. В., Ланская О. Г. Электромагнитные методы измерения контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 88—91.

Описан бесконтактный способ измерения удельного сопротивления полупроводников и полупроводниковых пленок в пределах $10^{-5} \div 10^5$ Ом·см, основанный на использовании СВЧ резонатора типа запердельного волновода со штырем. Приведены экспериментальные результаты.

Библ. 11, ил. 1.

УДК 537.226.2/3+537.311.322 : 372.413—477

Установка для измерения электрофизических параметров диэлектриков и полупроводников цилиндрической формы. Каблов Н. Н., Катанухин В. К., Сафонов А. И. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 92—100.

Описана установка для измерения параметров диэлектриков и полупроводников цилиндрической формы. Особенностью установки является высокое пространственное разрешение, которое достигается за счет применения резонатора специальной конструкции. Проведен расчет собственной частоты резонатора, позволяющий определить коэффициент включения исследуемого образца в СВЧ электрическое поле резонатора. Проведено экспериментальное исследование разработанной установки на кремниевых слитках диаметром 20 мм. Результаты эксперимента согласуются с расчетом.

Библ. 7, ил. 9, табл. 1.

УДК 621.317.799

СВЧ резонаторный метод измерения электрофизических и фотоэлектрических параметров полупроводниковых материалов. Данилов Г. Н., Петров А. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 101—107.

Предлагается бесконтактная методика измерения электрофизических (удельное сопротивление) и фотоэлектрических (фотопроводимость, время жизни свободных носителей тока) параметров полупроводниковых пластин. Измерение удельного сопротивления основано на регистрации потерь, вносимых исследуемой полупроводниковой пластиной в СВЧ электрическое поле резонатора, а измерение фотопроводимости — на модуляции проводимости образца за счет инжекции носителей тока оптическим излучением.

Проведен анализ чувствительности предлагаемого метода, на основе которого определен диапазон измерения удельного сопротивления и показана возможность измерения концентрации свободных носителей тока.

Разработана экспериментальная установка для изучения свойств полупроводниковой пластины. В качестве измерительного датчика используется квазистационарный резонатор, обеспечивающий высокое пространственное разрешение.

Приведены результаты экспериментального исследования параметров высокоомных полупроводниковых кремниевых пластин р-типа.

Библ. 8, ил. 4.

УДК 621.317.799

Датчик для измерения удельного сопротивления полупроводников с высоким пространственным разрешением. Ахманов В. Б. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 108—111.

Описана конструкция резонатора для измерения удельного сопротивления полупроводниковых с высоким пространственным разрешением. В качестве резонатора используется отрезок запердельного волновода с двумя штырями. Определен диапазон измерения удельного сопротивления и пространственное разрешение, равно 100 мкм.

Библ. 3, ил. 3.

УДК 621.317.799

О методике измерения параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ. Ахманаев В. Б., Петров А. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 112—115.

Описана методика измерения удельного сопротивления высокоомных полупроводниковых материалов, тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости диэлектриков.

В качестве датчика используется резонатор на основе запредельного волновода со штырем в широкой стенке.

Библ. 4, ил. 2, табл. 1.

УДК 621.315.592

Приповерхностная ЭДС, индуцируемая переменным электрическим полем. Лисюк Ю. В., Медведев Ю. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 116—119.

Проведен анализ свойств полупроводниковой пластины, находящейся в переменном электрическом поле. В диффузионно-дрейфовом приближении сформулированы системы уравнений, описывающих нелинейные свойства полупроводниковой пластины монополярной проводимости. Показано, что в слабых полях нелинейность возникает преимущественно в приповерхностной области и приводит, в частности, к появлению постоянной приповерхностной ЭДС. Найдена частотная зависимость ЭДС, индуцируемой в приповерхностной области полупроводниковой пластины внешним переменным электрическим полем. Показано, что эта ЭДС меняет знак вблизи частоты диэлектрической релаксации полупроводника. Найдена также зависимость приповерхностной ЭДС от величины обогащающих изгибов зон в высокоомных полупроводниках.

Библ. 9, ил. 2.

УДК 621.317.328

Способ измерения распределения СВЧ электрических полей в диэлектрике. Левашкин А. Г. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 120—124.

Предложен способ измерения распределения СВЧ электрических полей в диэлектриках. Он основан на размещении исследуемого образца в резонансной системе и освещении его амплитудно-модулированным световым потоком.

Описана блок-схема установки, реализующей предлагаемый способ. Приведены результаты измерения распределения поля в образце, размещенном в датчике электрофизических параметров полупроводников.

Библ. 6, ил. 4.

УДК 621.315.592 : 537.311.322

Эффективные электрические параметры компенсированных полупроводников в переменных полях. Лисюк Ю. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 125—128.

Рассмотрена эффективная диэлектрическая проницаемость и эффективная проводимость пластины компенсированного полупроводника в нормальном переменном электрическом поле. Время жизни свободных носителей может быть много меньше времени диэлектрической релаксации. Правильная запись кинетики захвата свободных носителей на примесный уровень позволяет сделать вывод, что объемные электрофизические свойства полупроводника не зависят от соотношения периода поля и времени жизни. Влияние захвата на примесный уровень проявляется лишь в приповерхностной области и лишь на частотах ниже частоты диэлектрической релаксации.

Библ. 4, ил. 1.

УДК 621.315.592

СВЧ потери низкоомных сферических включений в высокоомных полупроводниках. Лисюк Ю. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 129—133.

Рассмотрено относительно низкоомное изолированное сферическое включение, расположенное внутри высокоомной пластины полупроводника, помещенной в перпендикулярное СВЧ электрическое поле. Распределение СВЧ электрического поля внутри включения определяется на основе решения диффузионно-дрейфового уравнения и уравнения Пуассона. В случае когда частота поля превосходит частоту диэлектрической релаксации везде в пластине, методом, аналогичным методу ВКБ, найдено решение этих связанных уравнений.

Полученный результат применен для определения частотной зависимости СВЧ потерь внутри такого включения. Рассчитана динамика развития СВЧ потерь в расплы-

вающемся треке ионизирующей частицы на практически важной стадии его развития, которая определяет амплитудный спектр в спектроскопии ядерного излучения, использующей СВЧ регистрацию.

Библ. 7, ил. 1.

УДК 621.317.799 : 658.562.012.7

Исследование возможностей экспериментального измерения функций распределения материала полупроводниковых пластин по электрофизическим параметрам. Борзунов Н. Г. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 134—141.

Поставлена и решена задача экспериментального измерения функций распределения материала ПП пластин по удельному сопротивлению и времени жизни неравновесных носителей при контроле этих параметров бесконтактным способом в СВЧ диапазоне.

Получен алгоритм построения искомых функций распределения с помощью техники амплитудного анализа. Показаны особенности измерения долевого распределения материала по времени жизни носителей, когда в качестве источника излучения используется источник моноэнергетических j -квантов с энергией из области фото- или коптоновского поглощения, и отмечаются возможности раздельного измерения функций распределения приповерхностного и объемного времен жизни.

Приводятся описание экспериментальной установки и результаты исследования кремниевых шайб отечественного производства.

Библ. 10, ил. 5.

УДК 621.317.799

Динамический диапазон СВЧ резонаторных методов измерения удельного сопротивления полупроводников. Медведев Ю. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 142—144.

Проведен анализ динамического диапазона СВЧ резонаторных методов измерения удельного сопротивления полупроводников. Определен диапазон измеряемых значений удельного сопротивления схемы с одним измерительным резонатором, включенным на проход. Показано, что схема с опорным каналом значительно расширяет диапазон измеряемых значений удельного сопротивления полупроводников.

Библ. 10, ил. 2.

УДК 537.311.33.082.7

О возможности измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок СВЧ резонатором квазистатического типа. Детинко М. В., Медведев Ю. В., Петров А. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во ун-та, 1982, с. 145—151.

Проведено теоретическое исследование частотной дисперсии добротности эпитаксиальной структуры в однородном электрическом поле. Показана возможность измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок СВЧ резонатором квазистатического типа. Определены основные требования к конструкции измерительного резонатора. Результаты исследования обобщены на случай многослойной полупроводниковой структуры.

Предложена методика, позволяющая производить измерение удельного сопротивления эпитаксиальной пленки.

Экспериментальное исследование проведено на пленках GaAs с концентрацией свободных носителей тока $10^{21} \div 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Результаты измерений сопоставляются с расчетом.

Библ. 3, ил. 7, табл. 1.

УДК 620.179.14

Расчет магнитостатических полей рассеяния дефектов ограниченной протяженности. Новикова И. А. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 152—158.

Получены расчетные выражения для составляющих магнитостатических полей рассеяния от поверхностных локальных неоднородностей с ограниченной протяженностью. Локальные дефекты представлены в виде моделей: прямоугольного параллелепипеда, клина, конечного цилиндра эллиптического и кругового профилей, полуэллипсоида вращения и полушара. При расчетах за источники полей рассеяния приняты поверхностные поляризационные заряды, распределенные по поверхностям дефектов.

Библ. 1, ил. 1.

УДК 620.179.14

Исследование полей поверхностных дефектов полуэллиптического и полукругового профилей по методу постоянного магнитного поля. Новикова И. А., Сапожни-

ков А. Б. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 159—170.

Получены расчетные выражения для составляющих полей рассеяния поверхностных дефектов полуэллиптического и полукругового профилей при намагничивании контролируемого изделия однородным постоянным магнитным полем в области технического насыщения. В расчетных выражениях отражена зависимость полей рассеяния от параметров дефектов и от магнитных характеристик материала, что позволяет проводить количественную оценку этих полей. Численные расчеты апробированы экспериментом.

Библ. 9, ил. 6, табл. 1.

УДК 620.179.14

Расчет огибающих высокочастотного спектра ЭДС проходного преобразователя при двухчастотном намагничивании ферромагнетиков. Мизин В. Г. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 171—173.

Для задач дефектоскопии ферромагнетиков двухчастотным намагничиванием проводятся аналитические определения и законы изменения пределов интегрирования при расчете гармонического состава вторичной ЭДС проходного преобразователя.

Библ. 2, ил. 1.

УДК 620.179.14

Анализ работы частотного датчика при раздельном контроле параметров изделия. Милыев Д. В., Нестеров А. М. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 174—176.

Приводится обоснование частотно-фазового метода раздельного контроля параметров изделий и формулируются условия фазового сдвига в генераторе, при которых становится возможным раздельный контроль параметров изделий.

Библ. 4.

УДК 620.179.14

Выбор режима намагничивания для индукционного штангового дефектоскопа. Лещенко И. Г., Окрушко Е. И. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 177—179.

С целью повышения эффективности индукционного дефектоскопа дано экспериментальное обоснование выбора оптимального режима питания намагничивающей катушки при минимальном токе.

Библ. 5, ил. 3.

УДК 620.179.142

Выявление инородных включений поляризационным методом. Дорохов В. И., Шостак А. С. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 180—181.

В статье описан принцип построения многозондового поляризационного датчика дефектоскопа и способ обработки принятых этим датчиком сигналов, позволяющий выделять полезные сигналы от дефектов или инородных включений определенных размеров на фоне значительных по величине помех.

Выделение сигнала предложено проводить на основе подсчета функции кросс-корреляции

$$\varphi = \arccos \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n y_i^2}},$$

где за x_i приняты отсчеты эталонного сигнала с отдельного зонда, а за y_i — отсчет поступающей регазации.

По величине φ судят о наличии или отсутствии полезного сигнала.

Библ. 2, ил. 1.

УДК 620.179.13

Исследование временных характеристик процесса неразрушающего инфракрасного контроля материалов и изделий. Вавилов В. П., Танасейчук С. Ю., Шабанова О. С., Ширяев В. В. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1982, с. 182—185.

Для целей дефектоскопии малых внутренних дефектов в материалах тепловыми методами исследуется режим нестационарного нагрева; выявлены особенности различных режимов теплового контроля и показаны пути снижения трудоемкости испытаний.
Библ. 6, ил. 4.

УДК 537.621.4

Влияние плотности, влажности, температуры на магнитные характеристики почв.
Пахотнова В. И. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. Томск: Изд-во Томск. ун-та. 1982, с. 186—191.

Приводятся результаты экспериментальных исследований зависимости магнитной восприимчивости почв от ее плотности, влажности и температуры. Исследования проведены для шести типов почв на схеме дифференциального трансформатора на частоте 500 Гц. Плотность почв определялась размером зерен от 0,25 мм до 7 мм в диаметре. Влажность почв определялась от величины полной влагоемкости до воздушно-сухих почв. Температурные изменения проводились в интервале температур от -50°C до $+50^{\circ}\text{C}$.

Библ. 4, ил. 3, табл. 3.

СОДЕРЖАНИЕ

А. Б. Сапожников, В. С. Семенов. Некоторые математические задачи теории электромагнитных методов контроля. I (постоянные поля)	3
А. Б. Сапожников, В. С. Семенов. Некоторые математические задачи теории электромагнитных методов контроля. II (переменные поля)	12
М. Н. Боброва. Трехслойный шар в однородном постоянном магнитном поле	20
М. Н. Боброва. О локализации магнитного поля двумя соосными витками с током	25
Г. С. Будько, А. П. Рябцев, Л. С. Фрумкис. Построение и расчет схемы замещения проводящего ферромагнитного шара, возбужденного переменным магнитным полем	30
А. В. Ломовицкий, А. П. Рябцев, Л. С. Фрумкис. Расчет тангенциальной составляющей магнитного поля изогнутой рамки	34
И. А. Новикова. Исследования магнитных полей рассеяния дефектов конечной протяженности	38
Г. Н. Парватов, А. А. Попов. Излучение из плоского и круглого волноводов в полубесконечную среду с потерями	49
А. А. Попов. Топография нормальной составляющей рассеянного поля над стыком двух импедансных сред	59
Г. Н. Парватов. Волноводно-резонаторный метод измерения параметров диэлектриков и полупроводников	62
Г. Н. Парватов, В. В. Кузнецов. Теоретические основы СВЧ бесконтактного метода контроля трещин на металлических поверхностях, покрытых слоем диэлектрика	68
В. В. Загоскин, Е. А. Замотринская, В. М. Нестеров. Влияние влажности на диэлектрическую проницаемость цементно-песчаных бетонов в СВЧ-диапазоне	73
В. М. Нестеров, В. Н. Юшков, В. В. Загоскин, В. С. Семенов. Оценка применимости радиоволновых методов для контроля прочности бетона	80
А. В. Войцеховский, О. Г. Ланская. СВЧ метод контроля удельного сопротивления полупроводников и полупроводниковых пленок	88
Н. Н. Каблов, В. К. Катанухин, А. И. Сафронов. Установка для измерения электрофизических параметров диэлектриков и полупроводников цилиндрической формы	92
Г. Н. Данилов, А. С. Петров. СВЧ резонаторный метод измерения электрофизических и фотоэлектрических параметров полупроводниковых материалов	101
В. Б. Ахманаев. Датчик для измерения удельного сопротивления полупроводников с высоким пространственным разрешением	108
В. Б. Ахманаев, А. С. Петров. О методике измерения параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ	112
Ю. В. Лисюк, Ю. В. Медведев. Приповерхностная ЭДС, индуцируемая переменным электрическим полем	116
А. Г. Левашкин. Способ измерения распределения СВЧ электрических полей в диэлектрике	120
Ю. В. Лисюк. Эффективные электрические параметры компенсированных полупроводников в переменных полях	125
Ю. В. Лисюк. СВЧ потери низкоомных сферических включений в высокоомных полупроводниках	129
Н. Г. Борзунов. Исследование возможностей экспериментального измерения функций распределения материала полупроводниковых пластин по электрофизическим параметрам	134
Ю. В. Медведев. Динамический диапазон СВЧ резонаторных методов измерения удельного сопротивления полупроводников	142
М. В. Детинко, Ю. В. Медведев, А. С. Петров. О возможности измерения удельного сопротивления эпитаксиальных пленок СВЧ резонатором квазистатического типа	145

И. А. Новикова. Расчет магнитостатических полей рассеяния дефектов ограниченной протяженности	152
И. А. Новикова, А. Б. Сапожников. Исследование полей поверхностных дефектов полуэллиптического и полукругового профилей по методу постоянного магнитного поля	159
В. Г. Мизин. Расчет огибающих высокочастотного спектра ЭДС проходного преобразователя при двухчастотном намагничивании ферромагнетиков	171
Д. В. Миляев, А. М. Нестеров. Анализ работы частотного датчика при раздельном контроле параметров изделия	174
И. Г. Лещенко, Е. И. Окрушко. Выбор режима намагничивания для индукционного штангового дефектоскопа	177
В. И. Дорохов, А. С. Шостак. Выявление инородных включений поляризационным методом	180
В. П. Вавилов, С. Ю. Танасейчук, О. С. Шабанова, В. В. Ширяев. Исследование временных характеристик процесса неразрушающего инфракрасного контроля материалов и изделий	182
В. И. Пахотнова. Влияние плотности, влажности, температуры на магнитные характеристики почв	186
Рефераты на опубликованные статьи	192

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ,
КОНТРОЛЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ

Редактор В. Г. Лихачева
Технический редактор Р. М. Подгорбунская
Корректор Л. Н. Банникова

ИБ 812. Сдано в набор 30.10.1981 г. Подписано к печати 15.10.1982 г. К302111-
Формат 70×108¹/₁₆, бумага типографская № 3. Гарнитура Литературная. Высокая
печать. П. л. 12,625; уч.-изд. л. 13,5; усл. п. л. 17,675. Заказ 4610. Тираж 500.
Цена 1 р. 40 к.

Издательство ТГУ. 534010. Томск, пр. Ленина, 36.
Типография издательства «Красное знамя». Томск, ул. Советская, 47.

1-511644

Цена 1 р. 40 к.

Томский госуниверситет 1878



Научная библиотека 00903528