

**А.А. ЕЛИЗАРОВ
Ю.Н. ПЧЕЛЬНИКОВ**

**РАДИОВОЛНОВЫЕ
ЭЛЕМЕНТЫ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ
ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ
ЗАМЕДЛЯЮЩИХ
СИСТЕМ**



**МОСКВА
РАДИО и СВЯЗЬ
2002**

Федеральная программа поддержки книгоиздания

Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н. Радиоволновые элементы технологических приборов и устройств с использованием электродинамических замедляющих систем. — М.: Радио и связь, 2002. — 200 с.: ил.

ISBN 5-256-01597-4

Обобщены основы теории, результаты разработки и применения электродинамических замедляющих систем в качестве малогабаритных элементов радио- и микроволновых трактов, ВЧ и СВЧ устройств для электромагнитной термобработки материалов и изделий, электродов и излучателей для физиотерапии и хирургии, радиоволновых преобразователей датчиков для измерения и контроля физических величин и параметров технологических процессов.

Для инженерно-технических и научных работников в области электродинамики, техники и приборов СВЧ, автоматизации, электромедицинской и контрольно-измерительной аппаратуры. Также может быть полезна для аспирантов и студентов радиотехнических специальностей университетов и вузов.

Илл. 107. Табл. 1. Библ. назв. 245.

Предисловие

Современный этап автоматизации физических исследований приборов и устройств характеризуется созданием гибких производственных систем и модулей технологического оборудования, использующих высокоэффективные электрофизические процессы обработки и отличающихся высокой производительностью, точностью, малыми габаритами, массой, энергопотреблением, экологической чистотой и невысокой стоимостью [1–12]. Важным фактором обеспечения указанных требований является разработка малогабаритных радиоволновых элементов электронных приборов и устройств на основе электродинамических замедляющих систем (ЗС).

ЗС представляют собой большой класс устройств, широко применяющихся в различных областях науки и техники. Исследование эффекта замедления фазовой скорости волны позволило изучить новые свойства электромагнитного поля и создать на этой основе ряд электродинамических систем и устройств, традиционно используемых в электровакуумных приборах СВЧ, в частности лампах с бегущей и обратной волной; линейных ускорителях и параметрических усилителях; отклоняющих устройствах электронно-лучевых приборов; в качестве устройств возбуждения поверхностно-акустических и магнитоэлектрических волн; электромагнитных линий задержки; антенн и др. [1, 2].

Однако детальный анализ физических особенностей замедленных электромагнитных волн и принципов их практического использования позволяет сделать вывод о возможностях и актуальности разработки на базе ЗС новых высокоэффективных элементов и устройств различного функционального назначения. При этом конструкции и параметры таких ЗС могут существенно отличаться от характерных для традиционного использования, в частности, большим коэффициентом замедления (десятки — сотни), высокой собственной добротностью (сотни — тысячи), малыми габаритными размерами по сравнению с рабочей длиной волны в радиоволновом диапазоне и равномерным распределением электромагнитного поля вблизи поверхности.

Современные исследования и разработки в области, названной авторами настоящей книги «нетрадиционным применением ЗС», развиваются уже около двадцати лет и не имеют аналогов в России и за рубежом. Однако до настоящего времени отсутствовали работы, обобщающие как теоретический (методы расчета и моделирования), так и практический (классификация и обоснование возможностей применения) опыт создания подобных устройств. Проведенный анализ оте-

чественной и зарубежной библиографии по исследуемым проблемам позволяет выявить следующее.

В теоретическом плане изучению свойств электромагнитных волн в свободном пространстве, различных средах, волноведущих и направляющих системах посвящены классические монографии и учебники по электродинамике [13–24, 45–49, 71, 75, 79, 82, 102–104, 126–132, 146, 149]. В них рассмотрен ряд свойств замедленных электромагнитных волн, играющих важную роль при разработке различных типов ЗС и устройств на их основе.

Наиболее близким к рассматриваемому является традиционное направление, посвященное созданию СВЧ электровакуумных приборов с длительным взаимодействием, одним из узлов которых является ЗС. При этом основное внимание уделено необходимости обеспечения синхронизма электронного потока с полем в достаточно широкой полосе частот, которая обеспечивается полосой пропускания и наклоном дисперсионной характеристики ЗС [25–35, 70, 78, 84, 114–119].

В области разработки технологического оборудования на основе СВЧ-модулей для интенсификации процессов электромагнитной термообработки различных материалов и изделий следует выделить работы [169–177, 180, 196]. Однако большинство описанных в литературе технологических установок СВЧ-нагрева создано на базе волноводных или резонаторных камер с бегущей или, соответственно, стоячей волной, соединенных с магнетронным генератором, работающим на частоте 915 или 2450 МГц. Камеры же на основе ЗС применялись лишь в единичных случаях [178, 181, 191], причем на тех же рабочих частотах, что не способствовало эффективной термообработке вследствие неравномерного распределения энергии по рабочему объему камеры и толщине обрабатываемого материала.

Из работ, посвященных основам теории и принципам построения автоматизированных измерительных систем (АИС) для производства различных материалов и изделий, в частности, аппаратно-программных комплексов (АПК), содержащих радиоволновые датчики, следует отметить [7–12, 197–202, 214, 228, 229, 237–239, 242]. Однако такие технологические установки со встроенными датчиками, разработанными на базе отрезков микроволновых линий передачи, отличных от ЗС, имеют в радиоволновом диапазоне большие массогабаритные показатели, что затрудняет их использование. Включение же в состав контрольно-измерительного оборудования емкостных, индуктивных или наиболее близких к разрабатываемым — токовихревых преобразователей снижает показатели чувствительности и точности измерений вследствие их работы на более низких частотах.

Настоящая монография посвящена вопросам создания новых высокоэффективных радиоволновых элементов технологических приборов

и устройств на основе исследования физических особенностей, принципов и преимуществ использования электродинамических ЗС, в значительной мере свободных от указанных выше недостатков. Разработанные элементы приборов перспективны для применения в составе различных устройств: в качестве пассивных узлов радиоволновых и СВЧ-трактов, в производственно-технологических модульных установках для термообработки материалов и изделий, в АИС и АПК для радиоволнового контроля и измерения параметров технологических процессов и других.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую признательность коллегам, способствовавшим улучшению отдельных разделов и монографии в целом. Так материалы первых двух глав были написаны после обсуждения большинства результатов с доктором техн. наук, проф. Д.М. Петровым и доктором физ.-мат. наук, проф. В.А. Солнцевым. По материалам третьей и четвертой глав значительную помощь оказали доктор физ.-мат. наук В.А. Миляев и доктор техн. наук А.С. Совлуков. Авторы также благодарны проф. Н.Д. Федорову, который способствовал выходу этой книги в свет.

Разработка методов расчета и анализа радиоволновых элементов технологических приборов и устройств с использованием замедляющих систем

1.1. Радиоволновые элементы технологических приборов и устройств с использованием замедляющих систем: современное состояние и тенденции развития

1.1.1. Введение

В окружающем нас мире существует целый ряд физических явлений и процессов, точная физическая природа которых до сих пор не известна достаточно хорошо. Однако наиболее общие понятия, введенные для их определения, позволяют говорить о сути и описывать происходящее рядом математических формул. Одним из всеобъемлющих явлений такого рода являются волны.

Человек имел возможность наблюдать волны с незапамятных времен. В пятнадцатом столетии Леонардо да Винчи писал о волнах: «Волнение гораздо подвижнее воды, поэтому часто случается так, что волна ускользает от места ее возникновения, а вода остается на том же месте; подобным же образом ведут себя волны, создаваемые ветром на некошеном поле: волны бегут по полю, а стебли злака остаются на месте». Как видим, уже тогда было известно, что в то время как волна на воде перемещается от одного места к другому, частицы воды не следуют вместе с ней.

Современная физика имеет дело с огромным разнообразием волн: волны в океанах, морях и озерах; волны звука, распространяющиеся в воздухе; волны землетрясений; механические волны в натянутой струне или кристалле; электромагнитные волны света или радио, излучаемые радиопередатчиком и принимаемые радиоприемником; и так вплоть до волн вероятности (!), которыми оперирует квантовая механика при описании поведения элементарных частиц. Однако все перечисленное не отражает сути понятия «волна», а лишь указывает среды, в которых происходит процесс. Физики девятнадцатого столетия не мыслили волн

без среды, в которой волны распространяются. Они считали необходимым заполнить вакуум пространства эфиром в качестве обязательной среды для электромагнитных волн. В те времена эта надуманная субстанция оказалась наиболее подходящей для успокоения ума, чем для действительного объяснения самого физического явления.

Квантово-механическая модель волн, предложенная позднее, вообще не предлагает какой-либо единой картины волновых процессов. Однако все это не вызывает у физиков разногласий в отношении того, как пользоваться понятием «волна» для правильного описания результатов исследований. Недоразумений здесь нет, поскольку известны вполне определенные свойства волн, которые могут быть описаны в общем виде для различных физических систем даже в случаях, когда нет ясного понимания механизмов возбуждения и передачи волн. Таким образом, изучив свойства простых видов волн, можно обобщить полученные выводы на любые волны и среды, где бы они не распространялись. Замедленные волны, имеющие электромагнитную природу, также не являются исключением.

Возможность существования замедленных волн, распространяющихся в магнетодиэлектрическом слое или вблизи его поверхности, обусловлена уменьшением фазовой скорости волны по сравнению со скоростью света [1–2]. При этом, чем меньше фазовая скорость, тем ярче проявляется поверхностный характер распределения энергии замедленной волны около волноведущей или направляющей поверхности магнетодиэлектрика [13–15].

Достаточно подробное изучение свойств электромагнитных волн в свободном пространстве, различных средах и направляющих системах, описанное в ряде монографий и учебников по электродинамике [16–24], содержит ряд свойств замедленных электромагнитных волн и создаваемых ими электромагнитных полей, играющих важную роль при разработке различных типов замедляющих систем (ЗС) и устройств на их основе. В специальной литературе по данной тематике необходимо отметить также работы, выполненные в 60–80-е годы прошлого века по созданию СВЧ электровакуумных приборов с длительным взаимодействием, в частности, ламп с бегущей и обратной волной, одним из узлов которых является ЗС [15–20]. При этом основное внимание уделялось необходимости обеспечения синхронизма электронного потока с полем в достаточно широкой полосе, которая обеспечивается полосой пропускания и наклоном дисперсионной характеристики ЗС [21–25].

1.1.2. Классификация по физическим, конструктивным признакам и областям применения

Итак, замедленная электромагнитная волна представляет собой монохроматические электромагнитные колебания, у которых скорость

распространения поверхностей постоянных фаз (фазовая скорость) меньше скорости света в вакууме. При каких же условиях возникает такая волна и как ее получить?

Для этого имеются самые разнообразные методы.

Первый способ заключается в получении медленной волны подбором параметров среды, например выбором соответствующих значений относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей. При этом следует учесть, однако, что изготовить магнитодиэлектрик с большими значениями диэлектрической и (или) магнитной проницаемости, обладающий еще и малыми высокочастотными потерями, крайне трудно. Также возникают трудности при его обработке, в результате которой необходимо обеспечить достаточную термостойкость и хорошие вакуумные свойства.

Более прост второй способ, реализуемый подбором соответствующих конфигураций поверхностей металлической системы, обеспечивающих возможность значительного уменьшения фазовой скорости вдоль заданного направления. Форма граничных поверхностей при этом может быть определена из анализа решения волновых уравнений при различных коэффициентах замедления.

Третий способ получения медленных волн — комбинированный, когда разрабатываются конструкции, использующие одновременно оба указанных способа замедления, например, при нанесении на диэлектрическую подложку с известным значением относительной диэлектрической проницаемости, металлического проводника в виде плоской радиальной спирали или меандр-линии.

Таким образом основная задача, возникающая при разработке и исследовании различных ЗС, классификация которых по конструктивным признакам приведена на рис. 1.1.1 [34, 36], состоит в выяснении свойств замедленных волн, обусловленных пространственной периодичностью структуры.

Какие же особые свойства имеют замедленные волны, отличающие их от всего многообразия свойств волн электромагнитной природы?

Во-первых, замедление волны вызывает концентрацию электромагнитного поля около поверхности ЗС любой конфигурации (плоской, цилиндрической и др.), благодаря чему волна может распространяться около одного электрода без излучения в окружающее пространство; во-вторых, замедление волны в ЗС существенно зависит от ее конструкции и параметров окружающей среды; и, в-третьих, изменяя замедление, определяемое частотой и геометрическими особенностями ЗС, можно управлять распределением электромагнитной энергии около ее поверхности.

С точки зрения управления наибольший практический интерес представляют связанные ЗС с идентичными или отличающимися друг

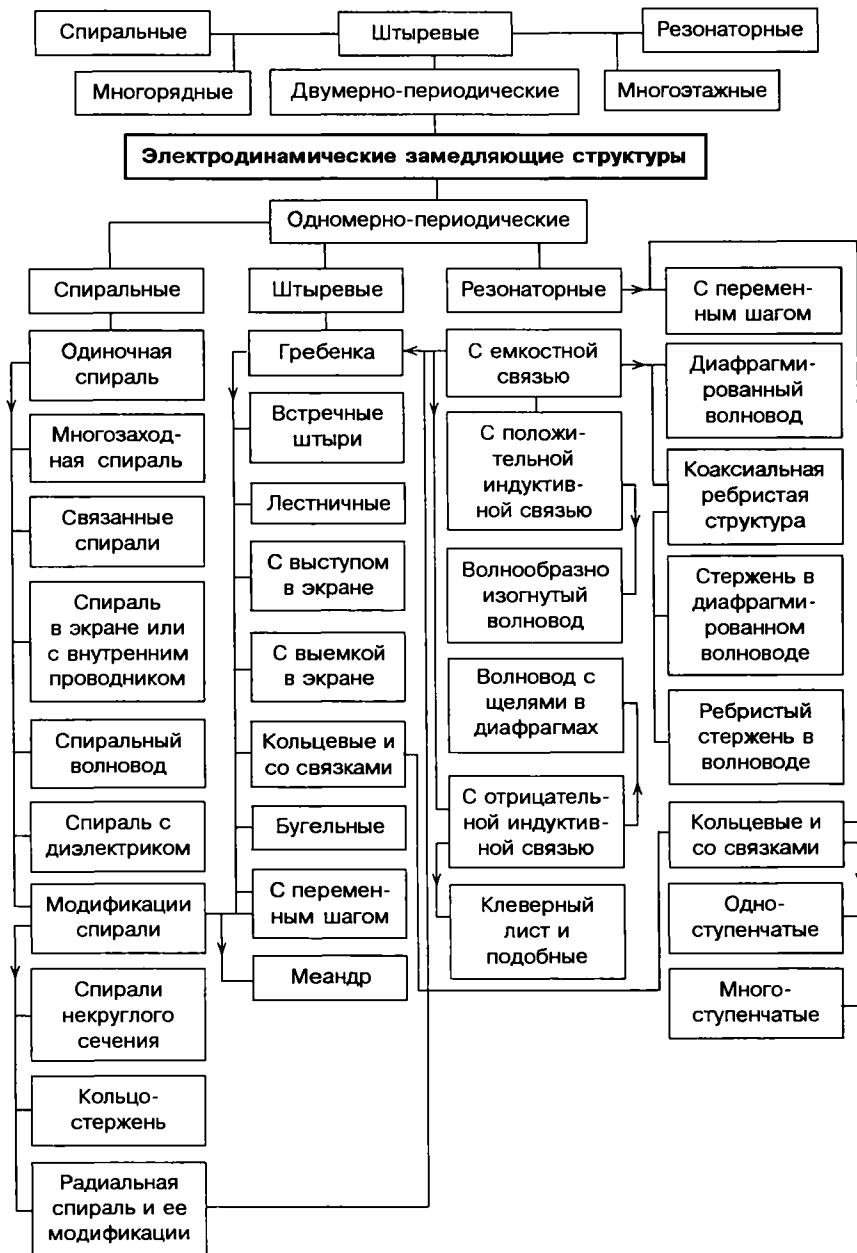


Рис. 1.1.1. Классификация электродинамических замедляющих систем по конструктивным признакам

от друга проводниками. В таких системах возбуждаются два вида волн — синфазные и противофазные, имеющие различную структуру, благодаря чему удается осуществить преимущественное сосредоточение магнитного или электрического полей замедленной волны в заданной области.

Во многих случаях электромагнитное поле ЗС может быть представлено в виде суммы волн электрического и магнитного типов. При этом энергия электрического поля в волне электрического типа больше энергии магнитного поля, а энергия магнитного поля в волне магнитного типа больше энергии электрического поля в квадрат замедления, умноженное на два.

Вполне естественно, что рассмотренные особенности замедленных волн являются далеко не полными. Однако даже указанные позволяют говорить о возможностях их применения при создании устройств различного функционального назначения.

Сегодняшний этап исследований замедленных волн и создание новых приборов и устройств приобретает особое значение в связи с трудностями, возникшими на пути военно-промышленного комплекса, в частности, радиоэлектронной отрасли, сосредоточившей высококвалифицированные кадры и уникальное оборудование. Поиск решения проблем бывших оборонных предприятий требует минимальных затрат на модернизацию оборудования и переквалификацию персонала. Такие возможности открывает одно из перспективнейших направлений развития современной радио- и микроволновой электроники, посвященное созданию и исследованию элементов и устройств различного функционального назначения на замедленных электромагнитных волнах [36–39].

Области применения устройств на замедленных волнах, разработанных за последнее двадцатилетие, охватывают различные разделы науки и техники и далеко не исчерпаны. В настоящее время из всего многообразия можно выделить три большие области, развитие и теоретических и экспериментальных исследований в которых уже позволило создать конкретные образцы элементов и устройств (рис. 1.1.2) [36]. Первым и наиболее близким к традиционному применению является направление по созданию малогабаритных электродинамических элементов технологических приборов и устройств. Это радиоволновые элементы на основе спиральных резонаторов, электромагнитных линий задержки, излучателей и антенн, полосовых, сетевых и экранирующих фильтров и др. [40–41]. Основным достоинством таких элементов является возможность получения очень малых размеров и массы, что позволяет использовать их также при производстве монолитных и объемных интегральных схем радио- и микроволнового диапазонов частот [45–50].

Особо следует остановиться на разработке микроволновых излучателей и антенн, нашедших применение при производстве изделий

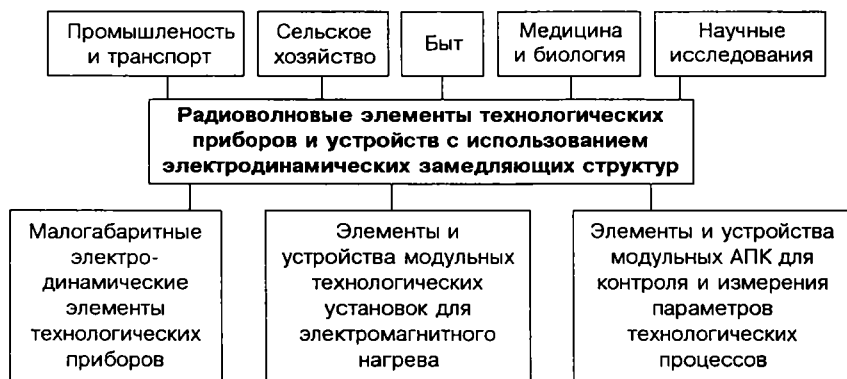


Рис. 1.1.2. Области применения радиоволновых элементов технологических приборов и устройств с использованием замедляющих систем

электроники и оборудования для медицинской практики — физиотерапии и томографии [51–53]. Принцип действия таких устройств основан на излучении замедленной волны в электродинамически плотную среду, возникающем при фазовой скорости волны в структуре, превышающей скорость света в среде [52]. Преимуществом таких излучателей кроме отмеченных ранее малых размеров, позволяющих использовать их для наружного и внутреннего применения, является практически полное отсутствие отражения замедленной волны от тела пациента в широком диапазоне частот (до двух октав). При расположении такого малогабаритного излучателя внутри тела, он может быть использован в качестве источника «микроволновой подсветки». При расположении снаружи — он может работать как приемная антенна, причем и в том и в другом случае такое устройство является перспективным для функциональной диагностики.

Вторым направлением развития является разработка элементов и устройств модульных технологических установок для процессов электромагнитного нагрева. Структурная схема модульной технологической установки для электромагнитной термообработки с использованием камеры на ЗС представлена на рис. 1.1.3. Такие установки классифицируются по мощности, исполнению (встроенные, автономные), способу действия (периодического, непрерывного) и назначению (сушка, нагрев) и должны удовлетворять определенным требованиям. Главные из них заключаются в необходимости обеспечения заданного технологического режима термообработки; надежной работы генератора; защиты обслуживающего персонала и окружающей среды от излучений; экономической выгоды от использования.

Применяющиеся в подобных установках индуктивные или емкостные нагреватели не позволяют получить удовлетворительной концен-

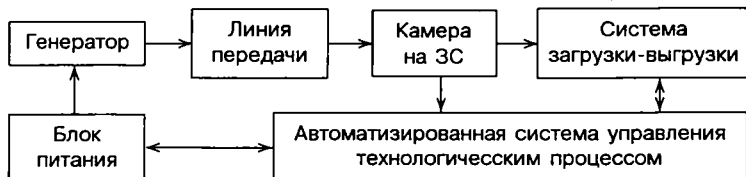


Рис. 1.1.3. Структурная схема модульной технологической установки для электромагнитного нагрева с использованием камеры на ЗС

трации поля в заданном объеме, а значит, и равномерности термообработки изделий. Кроме того, их работа сопровождается сильным излучением, возрастающим с ростом частоты электромагнитных колебаний и требующим экранировки, как, например, в камере СВЧ-печи. Это не позволяет также вести термообработку крупногабаритных изделий [54–57]. Использование камер на ЗС позволяет в значительной мере избежать указанных недостатков.

Одним из примеров промышленного применения является ВЧ-нагреватель, выполненный в виде связанных меандр-линий, между которыми пропускается лента из диэлектрического материала, подлежащего термообработке или сушке [58]. Подобный нагреватель может служить для термообработки или отжига различных заготовок электровакуумно-го или полупроводникового производства.

Вопреки существующему представлению об увеличении эффективности нагрева с ростом частоты, максимальная эффективность поглощения электромагнитной энергии в полупроводниковых средах приходится на относительно низкие частоты (порядка единиц и десятков мегагерц). Кажущееся увеличение эффективности термообработки с ростом частоты, например в СВЧ-диапазоне, объясняется увеличением концентрации энергии, вызванным уменьшением длины волны. Этого же эффекта удастся достигнуть на более низких частотах, применяя ЗС, что позволяет увеличить скорость термообработки, снизить вредное для здоровья излучение и тем самым появление канцерогенных веществ [59].

Третьим направлением является разработка элементов и устройств модульных аппаратно-программных комплексов для измерения физических величин и контроля параметров технологических процессов. Зависимость фазовой скорости волны от геометрии ЗС и параметров окружающей среды позволяет создавать элементы и устройства автоматизированных измерительных систем (АИС), в частности аппаратно-программные комплексы (АПК), для измерения проводимости и толщины диэлектрических и полупроводниковых пленок и покрытий, контроля деформаций и перемещений, температуры, давления, влажности и т.д. [60, 61]. Структурная схема АИС с использованием чувствительного элемента (ЧЭ) на ЗС представлена на рис. 1.1.4.

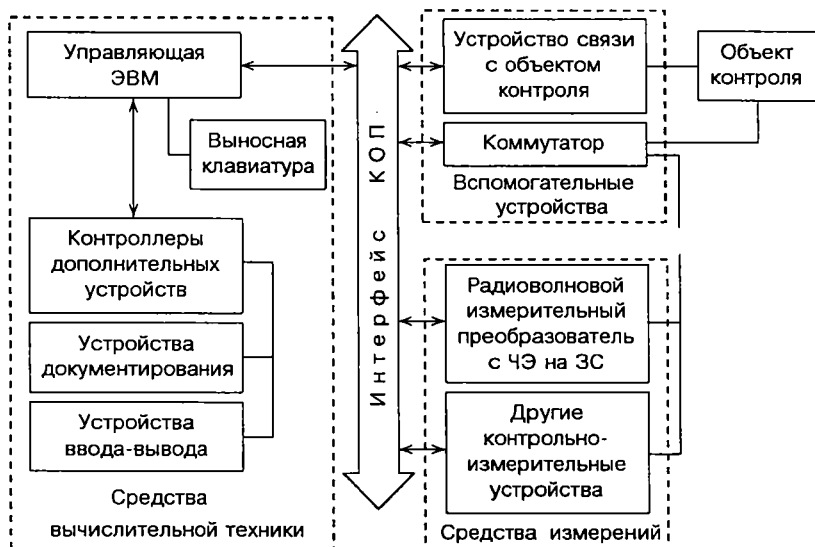


Рис. 1.1.4. Структурная схема автоматизированной измерительной системы с ЧЭ на ЗС. КОП — канал общего пользования (IEEE 488)

В настоящее время подобные АИС стали наиболее распространенным видом систем контроля и измерений для сложных технических устройств и комплексов, что объясняется идентичностью принципов построения модулей измерительной системы и узлов вычислительной техники. Это обеспечивает электрическую, информационную и конструктивную совместимость, а также обмен и управление измерительной информацией через каналы приемопередачи цифровых сигналов — приборные интерфейсы [8–11]. Использование интерфейса позволяет установить стандартные форматы передаваемой и принимаемой информации, уровни сигналов, временные последовательности прохождения управляющих и информационных сигналов и др.

Основным принципом построения АИС является модульность, т.е. обеспечение совместимости и согласования технических, электрических, габаритных и др. параметров отдельных модулей, что определяет наибольшие возможности видоизменения АИС для выполнения новых функций. В настоящее время получили распространение два вида подобных систем контроля: приборно-модульные и функционально-модульные. В первом случае модулями являются измерительные приборы, во втором — функциональные узлы измерительных приборов: преобразователи, усилители, ЦАП, АЦП и т.д. [8, 12].

Одним из первых устройств, встраиваемых в АИС, предложен ЧЭ на базе отрезка диафрагмированного волновода, поперечный размер которого существенно меньше критического. Через отверстия в диа-

фрагментах пропускается тонкий провод, погонное сопротивление которого необходимо контролировать. В таком волноводе возбуждается электромагнитная волна, затухание которой существенно зависит от погонного сопротивления провода. Измеряя величину затухания, можно осуществлять контроль непосредственно в процессе изготовления провода [62].

ЧЭ в виде двух радиальных спиралей, нанесенных на обе стороны диэлектрической подложки и имеющих противоположное направление намотки, может применяться для измерения деформаций и перемещений. Возбуждая в таком спиральном резонаторе противофазный вид колебаний и обеспечивая тем самым преимущественное сосредоточение электрического поля волны в диэлектрике между спиральями, а магнитного поля — в окружающем пространстве, можно контролировать зазор до плоской металлической поверхности. При этом любое изменение контролируемого расстояния приводит к соответствующему изменению потока магнитного поля и, следовательно, к изменению погонной индуктивности и коэффициента замедления структуры. Измеряя тем или иным способом изменение фазового времени задержки волны в ЧЭ, можно судить об изменении величины зазора [63]. Наличие зависимости погонной индуктивности и замедления от амплитуды возбуждаемых на металлической поверхности токов позволяет использовать такой ЧЭ для измерения толщины металлического покрытия на диэлектрике или диэлектрического покрытия на металле [64, 65].

Пропуская поток жидкости или газа внутри диэлектрического трубопровода, снаружи которого намотана спиральная ЗС, можно контролировать сплошность среды, т.е. наличие пузырьков воздуха или пара. В этом случае спиральный ЧЭ включается в цепь обратной связи ВЧ-генератора с запаздывающей обратной связью. При изменении сплошности меняется эффективная диэлектрическая проницаемость жидкой или газовой среды, что приводит к соответствующему изменению электрической длины цепи обратной связи и, в конечном счете, к изменению частоты генерации [66, 67].

Несомненным преимуществом технологического оборудования с использованием ЧЭ на ЗС является повышенная точность и чувствительность по сравнению с традиционными электромагнитными преобразователями, что обусловлено более высокими рабочими частотами, отсутствием полей рассеяния, паразитных реактивностей и помех [68]. Кроме того, возможность одновременной или последовательной работы на различных типах волн или различных частотах позволяет осуществлять многопараметровый микропроцессорный контроль, исключая влияние температурных погрешностей и других отрицательных факторов [69].

1.1.3. Анализ методов расчета и моделирования

Среди большого разнообразия методов расчета электродинамических элементов и устройств с замедленными электромагнитными волнами следует выделить метод факторизации, метод задачи Римана–Гильберта, метод частичного обращения оператора и его модификации, метод частичных областей и метод моментов (в частном случае — метод Галеркина). Выбор перечисленных математических методов обусловлен необходимостью строгой формулировки граничных задач электродинамики и пригодностью для исследования структур с произвольным отношением периода к длине волны [18, 20, 22, 31–33, 45, 70, 71].

Метод факторизации [72] позволяет получить строгие и точные решения в явном виде, однако он пригоден для расчета только специальных структур, и к настоящему времени большинство подобных задач уже решены.

Решение краевой задачи методом Римана–Гильберта сводится к восстановлению аналитической функции, искомые коэффициенты Фурье которой определяются из хорошо сходящейся бесконечной системы линейных алгебраических уравнений. Метод учитывает условие на ребре. Особенности его применения наиболее полно исследованы в работах [73, 74], где данный метод обоснован, развит и использован для решения краевых задач дифракции электромагнитных волн на различных ленточных металлических периодических решетках, а также задач, связанных с распределением волн в открытых периодических структурах типа кольцевого и спирального волноводов. Применимость этого метода ограничивает требование малой толщины элементов электродинамической периодической структуры.

Одним из эффективных методов решения краевых задач о собственных волнах в направляющих линиях передачи является также метод частичного обращения оператора, представленный в уже отмеченных выше работах [73, 74] и получивший дальнейшее развитие на основе математического аппарата теории сингулярных интегральных уравнений [71, 75]. При этом краевые задачи, применительно к регулярным полосково-щелевым структурам, сводятся к векторным интегральным уравнениям Фредгольма второго рода.

Широко распространенными методами расчета являются методы частичных областей. При их использовании области сложного вида разделяются на простые подобласти, для каждой из которых можно получить решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее граничным условиям на части поверхности подобласти. Неизвестные амплитуды разложения полей в каждой из частичных областей находятся из условий непрерывности на общих границах раздела и удовлетворения граничных условий на остальной поверхности подобласти.

В зависимости от способа согласования полей на границах раздела различают следующие разновидности методов частичных областей:

- 1) метод прямого сшивания полей (метод Трефтца [76, 77]);
- 2) метод сшивания полей с учетом условия на ребре;
- 3) методы, основанные на вариационных принципах.

В методе прямого сшивания решение задачи сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений для амплитуд собственных волн (пространственных гармоник) в частичных областях. Для получения единственного решения должно быть учтено условие на ребре [78, 79].

В методе сшивания полей с учетом условия на ребре [80] поля в частичных областях сшиваются с полями, задаваемыми на границах раздела частичных областей. Условие на ребре учитывается в системах базисных функций, аппроксимирующих поля на границах частичных областей. При полноте системы базисных функций решения получаются единственными.

При использовании вариационных методов частичных областей нахождение собственных значений краевой задачи сводится к отысканию стационарного значения некоторого функционала в классе функций, аппроксимирующих распределение полей на границах частичных областей. Если стационарное решение функционала является искомой характеристикой, то ее можно получить довольно просто при сравнительно грубых аппроксимациях на границах. Обоснованные вариационные методы частичных областей [81, 82] позволяют получать точные решения в виде бесконечных систем линейных алгебраических уравнений для амплитуд аппроксимирующих полей. Решение получается единственным при учете условия на ребре в системах базисных функций.

В зависимости от способа разделения структуры на частичные области различают методы частичных областей с продольным либо поперечным разделением. Целесообразность использования каждого из них зависит от геометрии исследуемой электродинамической структуры. Так, для коаксиальной линии с диафрагмированными проводниками при продольном разделении образуется две поверхности раздела независимо от того, имеются ли кольца на диафрагмах и смещен ли внутренний проводник относительно внешнего. При поперечном разделении поверхностей раздела будет две только в том случае, когда диафрагмированные проводники не смещены один относительно другого, а диафрагмы имеют одинаковую толщину и без колец.

Все три разновидности метода частичных областей можно трактовать как вариации метода моментов [76, 77], приводящие к одной и той же системе уравнений, если в качестве систем базисных и весовых функций используются собственные функции одной из смежных частичных областей (для каждой границы раздела). Следует особо отметить,

что при реализации любого из этих методов главным является выбор системы базисных функций, от которых зависят и точность решения, и скорость сходимости, и время счета.

В большинстве случаев практического применения элементов и устройств на замедленных электромагнитных волнах точный электродинамический расчет, как правило, затруднен, что обусловлено сложностью формулировки граничных задач, малостью сдвига фазы на период структуры, необходимостью учета конечных размеров и толщины проводников и т.д. При этом широко используют приближенно-аналитические методы расчета, основанные на замене реальной электродинамической системы эквивалентной схемой [14, 15, 18–20, 31–33, 35, 70, 83], системой [28, 84] или длинной линией [85–88]. Сложившееся представление о малой точности таких методов вызвано выбором и использованием эквивалентных параметров, не зависящих от частоты. С учетом же их дисперсионных свойств удается обеспечить точность, сравнимую с точностью строгих электродинамических методов. В этой связи представляют интерес комбинированные приближенно-аналитические методы [89], например, частичных областей в сочетании с заменой системы эквивалентной длинной линией, когда проводится строгий электродинамический расчет базовой модели, определение на основании этого расчета эквивалентных погонных параметров, а затем их уточнение в соответствии с реальной конфигурацией проводников [40–44, 51, 54–58, 62–67].

Таким образом, тенденции дальнейшего развития рассматриваемого научного направления для разработки и создания радиоволновых элементов электронных приборов и устройств связаны как с разработкой фундаментальных основ физики замедленных электромагнитных волн, так и прикладными исследованиями. При этом в теоретическом плане весьма актуальна задача создания моделей, описываемых достаточно простыми и в то же время строгими аналитическими соотношениями. Такие модели позволят существенно снизить требования к быстродействию и оперативной памяти компьютера при моделировании и создании САПР технологических элементов и устройств на замедленных электромагнитных волнах. Решение прикладных задач с использованием этих устройств связано с унификацией существующих и разработкой новых типов и конструкций ЗС, определяемой, в свою очередь, используемыми материалами и технологическими факторами. В этой связи актуальны исследования электродинамических свойств слоистых магнитодиэлектрических структур на основе новых диэлектрических и полупроводниковых материалов, обладающих аномально высокими значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, сверхпроводимостью и др., в сочетании с малыми высокочастотными потерями, хорошими вакуумными свойствами и легкостью обработки. Рассмотренные

проблемы и пути их решения позволяют сделать вывод о перспективности научного направления, связанного с разработкой радиоволновых элементов электронных приборов и устройств с использованием замедляющих систем и неограниченных возможностях их использования для народного хозяйства, в том числе и в рамках конверсии.

1.2. Исследование физических особенностей замедленных электромагнитных волн

1.2.1. Исходные соотношения

Рассмотрим обобщенную модель плоской ЗС в виде неограниченной по ширине бесконечно тонкой импедансной поверхности (рис. 1.2.1), характеризующейся скачками проводимостей электрического и магнитного типов ΔY^e и ΔY^m , связанных в общем случае между собой дисперсионным уравнением [26, 31–33]. Расположим начало прямоугольной системы координат x, y, z на импедансной поверхности, направив ось z вдоль распространения волны, а ось x — вверх, перпендикулярно ей. Разделим находящееся снаружи от импедансной поверхности пространство на две области и пронумеруем их, используя в дальнейшем номера областей в качестве индексов при относящихся к этим областям величинах.

Для характеристики распределения поля в каждой из областей воспользуемся проводимостями электрического и магнитного типов $Y_n^e(x)$ и $Y_n^m(x)$, определяемых соотношениями:

$$Y_n^e = -H_{yn}/E_{zn}; \quad Y_n^m = H_{zn}/E_{yn}. \quad (1.2.1)$$

Здесь $n = 1, 2$ — номер рассматриваемой области. Знак минус выбран ввиду образования составляющими E_{zn} и H_{yn} потока мощности, направленного в сторону уменьшения координаты x .

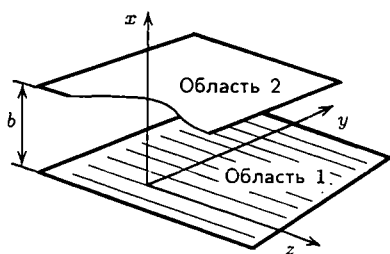


Рис. 1.2.1. Обобщенная модель плоской ЗС

Зависимости составляющих поля замедленной волны от времени t и продольной координаты z полагаем пропорциональными $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, β — фазовая постоянная. Положим также, что все составляющие поля не зависят от поперечной координаты y , т.е. $\partial/\partial y = 0$. Последнее позволяет существенно упростить уравнения Максвелла для проекций напряженностей электрического и магнитного

полей и представить поле замедленной волны в виде суммы полей электрического и магнитного типов с составляющими E_{zn} , E_{xn} , H_{yn} и H_{zn} , H_{zn} , E_{yn} соответственно. При этом

$$\begin{aligned} E_{xn} &= \frac{j\beta}{\tau_n^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}; & H_{xn} &= \frac{j\beta}{\tau_n^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}; \\ E_{yn} &= \frac{j\omega\mu_0\mu_n}{\tau_n^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}; & H_{yn} &= \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_n}{\tau_n^2} \frac{\partial E_z}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.2.2)$$

Здесь ε_0 , μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; ε_n , μ_n — относительные значения проницаемостей в рассматриваемой области; τ_n — поперечная постоянная, связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k свободного пространства соотношением

$$\beta^2 = \tau_n^2 + k^2\varepsilon_n\mu_n; \quad k^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0. \quad (1.2.3)$$

Из выражений (1.2.2) следует, что

$$H_y = \varepsilon_0\varepsilon_n E_x V_\Phi; \quad E_y = -\mu_0\mu_n H_x V_\Phi, \quad (1.2.4)$$

где $V_\Phi = \omega/\beta$ — фазовая скорость волны.

Решения волновых уравнений для продольных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_{zn} &= E_n[\exp(-x\tau_n) - D_n^e \exp(x\tau_n)]; \\ H_{zn} &= H_n[\exp(-x\tau_n) - D_n^m \exp(x\tau_n)]. \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

Здесь D_n^e и D_n^m — постоянные интегрирования. Дифференцируя E_{zn} и H_{zn} по x , находим с помощью уравнений (1.2.2)

$$\begin{aligned} E_{xn} &= \frac{j\beta}{\tau_n} E_n \exp(-x\tau_n)[1 + D_n^e \exp(2x\tau_n)]; \\ H_{yn} &= \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_n}{\tau_n} E_n \exp(-x\tau_n)[1 + D_n^e \exp(2x\tau_n)]; \\ H_{xn} &= \frac{j\beta}{\tau_n} H_n \exp(-x\tau_n)[1 + D_n^m \exp(2x\tau_n)]; \\ E_{yn} &= \frac{j\omega\mu_0\mu_n}{\tau_n} H_n \exp(-x\tau_n)[1 + D_n^m \exp(2x\tau_n)]. \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

1.2.2. Граничные условия

Задаваясь проводимостями электрического и магнитного типов на граничной поверхности, разделяющей первую и вторую области, т.е. при $x = b$, и обозначив их $Y_1^e(b)$ и $Y_1^m(b)$, находим соотношения, опре-

деляющие постоянные D_1^e и D_1^m :

$$\begin{aligned} D_1^e &= \exp(-2b\tau) \frac{Y_1^e(b) - j\varepsilon_0\varepsilon_1/\tau_1}{Y_1^e(b) + j\varepsilon_0\varepsilon_1/\tau_1}; \\ D_1^m &= \exp(-2b\tau) \frac{j\tau_1/\omega\mu_0\mu_1 + Y_1^m(b)}{j\tau_1/\omega\mu_0\mu_1 - Y_1^m(b)}. \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

Из сравнения полученных выражений (1.2.7) с формулами для коэффициентов отражения волн с электрической и магнитной поляризации видно, что постоянные D^e и D^m аналогичны им с той лишь разницей, что фазы не зависят от расстояния до граничной поверхности и, наоборот, их модули экспоненциально уменьшаются с увеличением этого расстояния.

Для характеристики граничных условий в рассматриваемом случае удобнее пользоваться произведениями $D_1^e \exp(2b\tau)$ и $D_1^m \exp(2b\tau)$, которые обозначим через Γ_1^e и Γ_1^m соответственно, называя их в дальнейшем коэффициентами экранирования волн электрического и магнитного типов.

Из выражений (1.2.7) следует, что при изменении проводимостей $Y_1^e(b)$ и $Y_1^m(b)$ от нуля до бесконечности, коэффициенты экранирования изменяются, первый от -1 до $+1$, второй от $+1$ до -1 , проходя через нуль при $Y_1^e(b) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1/\tau_1$ и $Y_1^m(b) = j\tau_1/\omega\mu_0\mu_1$. В случае, когда вторая область безгранична, а на границе между областями нет поверхностных токов,

$$\Gamma_1^e = \frac{\varepsilon_2\tau_1/\varepsilon_1\tau_2 - 1}{\varepsilon_2\tau_1/\varepsilon_1\tau_2 + 1}; \quad \Gamma_1^m = \frac{1 - \mu_1\tau_2/\mu_2\tau_1}{1 + \mu_1\tau_2/\mu_2\tau_1}. \quad (1.2.8)$$

Так как отношения $\varepsilon_1\tau_2/\varepsilon_2\tau_1$ и $\mu_1\tau_2/\mu_2\tau_1$ равны отношениям волновых проводимостей сред в первой и второй областях в направлении координаты x , то выражения (1.2.8) совпадают с формулами Френеля для коэффициентов отражения плоской волны при наклонном ее падении на границу раздела двух сред [13–24]. Поперечные постоянные τ_1 и τ_2 можно представить в виде мнимых проекций волновых векторов $k\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$ и $k\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}$ на координату x . В этом случае углы Θ_1 и Θ_2 между направлениями волновых векторов и нормалью к граничной поверхности, т.е. направлением координаты x , как это следует из соотношения (1.2.3), связаны вторым законом Снеллиуса

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2\mu_2}{\varepsilon_1\mu_1}}. \quad (1.2.9)$$

Существенное отличие выражений (1.2.8) друг от друга свидетельствует об анизотропии граничных условий по отношению к типу волны, т.е. к поляризации. Однако в отличие от анизотропии, проявляющейся при наклонном падении волны, рассматриваемая анизотропия

зависит от замедления волны. Она тем сильнее, чем больше замедление волны n , определяемое как отношение скорости света к фазовой скорости волны V_Φ .

При достаточно больших замедлениях, когда $\beta^2 \gg k^2 \varepsilon_1 \mu_1$; $k^2 \varepsilon_2 \mu_2$, поперечные постоянные τ_1 и τ_2 , как это следует из соотношения (1.2.3), приблизительно равны друг другу, и, обозначая их через τ , получаем вместо (1.2.8):

$$\Gamma_1^e \approx \frac{\varepsilon_2/\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_2/\varepsilon_1 + 1}; \quad \Gamma_1^m \approx \frac{1 - \mu_1/\mu_2}{1 + \mu_1/\mu_2}. \quad (1.2.10)$$

Из выражений (1.2.10) следует, что отличие электрических параметров приводит к существенному увеличению экранирующего действия границы раздела сред. Это действие усиливается при относительно небольших замедлениях, близких к замедлению плоской волны в среде, заполняющей вторую область, т.е. при $\beta^2 \approx k^2 \varepsilon_2 \mu_2$. В этом случае поперечная постоянная τ_2 близка к нулю и, как это следует из выражений (1.2.8), $\Gamma_1^e \approx 1$; $\Gamma_1^m \approx -1$, что указывает на сильное экранирующее действие волн обоих типов независимо от вида проницаемости граничащих сред.

В отличие от случая отражения плоской волны при ее нормальном падении, также как и при наклонном падении, энергия волны, связанная с нормальными составляющими поля, проникает во вторую область, и при выполнении указанного выше равенства замедлений глубина проникновения безгранична. При $\beta^2 < k^2 \varepsilon_1 \mu_1$ поперечная постоянная τ становится мнимой, и замедленная волна излучается в магнитодиэлектрик [90].

1.2.3. Распределение энергии

Благодаря сосредоточению электромагнитного поля около направляющей поверхности структуры, замедленная волна может распространяться без излучения даже около одного импедансного проводника. В случае безграничной области сверху от импедансной поверхности, т.е. при стремлении фазовой постоянной волны к бесконечности, плотность потока мощности в продольном направлении пропорциональна $\exp(-2x\tau_1)$, а при наличии граничных поверхностей, изменяющих поперечную структуру поля, эта зависимость оказывается более сложной. Однако общая тенденция концентрации поля около импедансной поверхности сохраняется.

Из уравнений (1.2.2) следует, что плотности потоков мощностей волн E и H типов, P_n^e и P_n^m соответственно, определяются следующими выражениями:

$$P_n^e = \frac{\varepsilon_a V_\Phi}{2} |E_{zn}|^2; \quad P_n^m = \frac{\mu_a V_\Phi}{2} |H_{zn}|^2. \quad (1.2.11)$$

Обозначая плотности энергий волн обоих типов через W_n^e и W_n^m соответственно и усредняя запасенную энергию по времени, получим

$$W_n^e = W_{x_n}^e + W_{y_n}^e + W_{z_n}^e, \quad W_n^m = W_{x_n}^m + W_{y_n}^m + W_{z_n}^m, \quad (1.2.12)$$

где $W_{x_n}^e = \varepsilon_a |E_{x_n}|^2/4$; $W_{y_n}^e = \mu_a |H_{y_n}|^2/4$; $W_{z_n}^e = \varepsilon_a |E_{z_n}|^2/4$; $W_{x_n}^m = \mu_a |H_{x_n}|^2/4$; $W_{y_n}^m = \varepsilon_a |E_{y_n}|^2/4$; $W_{z_n}^m = \mu_a |H_{z_n}|^2/4$.

Из сравнения соотношений (1.2.3), (1.2.5) следует, что

$$P_n^e = 2W_{x_n}^e V_\Phi; \quad P_n^m = 2W_{x_n}^m V_\Phi. \quad (1.2.13)$$

Таким образом, плотность потока мощности волны E -типа равна удвоенному произведению плотности энергии, запасенной поперечной составляющей электрического поля на фазовую скорость, а плотность потока мощности волны H -типа равна удвоенному произведению плотности энергии, запасенной поперечной составляющей волны магнитного типа на фазовую скорость.

Пользуясь соотношениями между поперечными составляющими полей, вытекающими из уравнений (1.2.2), находим, что независимо от граничных условий плотность энергии магнитного поля в волне E -типа, как и плотность энергии электрического поля в волне H -типа, обратно пропорциональны квадрату замедления:

$$W_{y_n}^e = W_{x_n}^e/n^2; \quad W_{y_n}^m = W_{x_n}^m/n^2. \quad (1.2.14)$$

Обозначая $|E_z|^2/|E_x|^2 = a_n^e$; $|H_z|^2/|H_x|^2 = a_n^m$, находим также

$$W_n^e = W_{x_n}^e(1 + a_n^e + 1/n^2); \quad W_n^m = W_{x_n}^m(1 + a_n^m + 1/n^2). \quad (1.2.15)$$

В полубесконечной области поперечные и продольные составляющие полей пропорциональны экспоненте и $a_n^e = a_n^m = \tau_n^2/\beta^2$. В этом случае, как это следует из соотношений (1.2.14)–(1.2.15), $W_n^e = 2W_{x_n}^e$; $W_{y_n}^e = W_n^e/2n^2$; $W_n^m = 2W_{x_n}^m$; $W_{y_n}^m = W_n^m/2n^2$.

Таким образом, плотность энергии замедленной волны выражается через квадраты модулей поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей. Причем при относительно больших замедлениях практически вся энергия электрического поля сосредоточена в волне E -типа, а энергия магнитного поля — в волне H -типа. С учетом анизотропии, позволяющей избирательно влиять на волны E - и H -типов на границах раздела областей, энергии электрического и магнитного полей могут быть разделены в поперечном сечении ЗС. Так, например, если первая и вторая области заполнены даже одинаковыми средами, но на границе между ними расположена идеально проводящая в продольном направлении поверхность, то $Y_1^e(b) = \infty$, а $Y_1^m = \tau/j\omega\mu_0\mu_1$. В этом случае поле волны электрического типа не проникают во вторую область, а поле волны магнитного типа остается

невозмущенным. Если вторая область безгранична, то энергия электрического поля, как это ранее установлено, в этой области в $2n^2$ раз меньше всей энергии волны H -типа в этой же области.

В результате проведенного анализа показано, что поля замедленных волн на параллельных направлению распространения граничных поверхностях претерпевают изменения, подобные тем, которые происходят при наклонном падении плоской волны, что позволило обобщить законы Снеллиуса и Френеля на случай, когда по крайней мере одна из составляющих волнового вектора оказывается мнимой. По аналогии с коэффициентами отражения введены коэффициенты экранирования, характеризующие изменения амплитуд касательных составляющих полей на граничных поверхностях. Показано, что разделение электрической и магнитной энергий между волнами E и H -типов позволяет осуществлять концентрацию электрической или магнитной энергий в заданной области.

1.3. Применение эквивалентных граничных условий для анализа тонкопленочных магнитодиэлектрических элементов и устройств

1.3.1. Исходные соотношения

При анализе собственных волн в электродинамических элементах и устройствах, содержащих тонкие изотропные металлические оболочки, используются граничные условия, справедливые при представлении электромагнитного поля в толще оболочки в виде суперпозиции прямой и обратной плоских волн, распространяющихся по ее толщине [14, 15, 91, 92]. Данное приближение справедливо лишь для сред с большой проводимостью, т.е. металлов, и не может быть использовано в более общем случае, в частности, при анализе систем с магнитодиэлектрическими пленками. При рассмотрении таких структур целесообразно ввести граничные условия для бесконечно тонкого слоя, эквивалентного реальной магнитодиэлектрической пленке конечной толщины с произвольной проводимостью [71, 73–76]. Действительно, если толщина пленки существенно меньше поперечных размеров рассматриваемого волноводного тракта или ЗС, то изменение составляющих поля от одной границы пленки до другой оказывается либо ничтожно малым и им можно пренебречь, либо претерпевает скачок, аналогичный тому, который имеет место при наличии поверхностных токов проводимости.

В общем случае, как известно [14, 15, 91, 92], граничные условия для электромагнитных полей записываются в виде:

$$[\bar{n}, d\bar{H}]_i = \bar{j}^e; \quad [\bar{n}, d\bar{E}]_i = 0, \quad (1.3.1)$$

где $(d\bar{E}, d\bar{H})_i$ — скачок амплитуды полей на i -й границе раздела; $j^e = \sigma \bar{E}_i$ — плотность электрического поверхностного тока проводимости; σ — тензор поверхностной проводимости. В понятие поверхностного тока проводимости вкладывается следующий физический смысл — это ток, протекающий в тонком слое на поверхности тела при условии, что толщина слоя стремится к нулю. Так как абсолютные значения реального тока, протекающего в рассматриваемом слое и эквивалентного ему поверхностного тока одинаковы, то величина поверхностной проводимости равна произведению эффективной толщины слоя на объемную проводимость. На металлических поверхностях обычно полагают $[\bar{n}, d\bar{E}]_i = 0$, а конечные потери учитывают в приближенных граничных условиях Леонтовича [91, 92]. Поскольку условия (1.3.1) справедливы для бесконечно тонкого слоя, т.е. являются условиями на одной границе, то при анализе конкретных систем с конечными размерами области пользуются следующими соотношениями:

$$[\bar{n}, d\bar{H}]_i = 0; \quad [\bar{n}, d\bar{E}]_i = 0, \quad (1.3.2)$$

что существенно усложняет получение дисперсионного уравнения.

Ниже рассматривается возможность введения эквивалентных граничных условий для бесконечно тонкого слоя, тождественного реальной магнитодиэлектрической пленке конечной толщины с произвольной проводимостью [97–99].

1.3.2. Эквивалентные граничные условия

Как показано в работах [99–101], односторонние граничные условия, связывающие комплексные амплитуды полей E , H на верхней и нижней гранях магнитодиэлектрического слоя имеют следующий вид:

$$[\bar{n}, \overline{H^{(2)}} - \overline{H^{(1)}}] = j\omega\epsilon\delta\bar{E}; \quad (1.3.3)$$

$$[\bar{n}, \overline{E^{(2)}} - \overline{E^{(1)}}] = -j\omega\mu\delta\bar{H}, \quad (1.3.4)$$

где \bar{n} — вектор нормали к поверхности верхней грани анализируемого слоя толщиной δ , имеющего в общем случае абсолютные комплексные диэлектрическую $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ и магнитную $\mu = \mu' - j\mu''$ проницаемости; индексы (1) и (2) относятся к значениям полей, отсчитываемым в направлении нормали на нижней и верхней гранях слоя соответственно; ω — круговая частота. Черта сверху означает усреднение в направлении нормали. Условие (1.3.3) может быть записано в эквивалентном виде:

$$[\bar{n}, \overline{H^{(2)}} - \overline{H^{(1)}}] = \sigma\delta\bar{E}, \quad (1.3.5)$$

где $\sigma = \sigma' + j\omega\epsilon$ — комплексная объемная проводимость слоя. Используя разложение полей внутри слоя в ряд Тейлора, выразим E , H через $E^{(1,2)}$, $H^{(1,2)}$ в предположении, что поля в слое описываются

функциями класса C^∞ , тогда:

$$\overline{E}, \overline{H} = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\delta^m}{(m+1)!} \left[\frac{\partial^m \overline{E^{(1)}}, \overline{H^{(1)}}}{\partial n^m} + (-1)^m \frac{\partial^m \overline{E^{(2)}}, \overline{H^{(2)}}}{\partial n^m} \right]. \quad (1.3.6)$$

Выпишем несколько членов ряда (1.3.6) для \overline{E} . В результате получим:

$$\overline{E} = \frac{\overline{E^{(1)}} + \overline{E^{(2)}}}{2} + \frac{\delta}{4} \left[\frac{\partial \overline{E^{(1)}}}{\partial n} - \frac{\partial \overline{E^{(2)}}}{\partial n} \right] + \frac{\delta}{12} \left[\frac{\partial^2 \overline{E^{(1)}}}{\partial n^2} - \frac{\partial^2 \overline{E^{(2)}}}{\partial n^2} \right] + O(\delta^3). \quad (1.3.7)$$

Таким образом, в нулевом приближении среднее поле в слое есть среднее арифметическое его значений на верхней и нижней гранях. Возникающая при этом ошибка имеет порядок $O(\delta)$. В первом приближении среднее поле в слое есть линейная комбинация значений поля и его первых производных по нормали на верхней и нижней гранях. Возникающая при этом ошибка имеет порядок $O(\delta^3)$. Важно отметить, что приближенный характер односторонних граничных условий определяется количеством используемых членов разложения ряда (1.3.6) и не зависит от электромагнитных параметров слоя. Точность эквивалентных условий имеет порядок $O(\delta^{m+1})$, где m — число учитываемых членов ряда, т.е. определяется толщиной δ анализируемого слоя.

В случаях, когда функции, описывающие поля в слое известны, можно получить аналитически среднее значение поля. Возникающая при этом погрешность определяется лишь погрешностью представления поля внутри слоя, т.е. его адекватностью реально существующим полям. В простейшем случае, ограничиваясь нулевым приближением, имеем граничные условия в виде удобном для анализа чувствительно-го элемента, предназначенного, например, для измерения и контроля резистивных покрытий или магнитодиэлектрических слоев:

$$[\overline{n}, \overline{H^{(2)}} - \overline{H^{(1)}}] = \frac{j\omega\epsilon\delta}{2} [\overline{E^{(1)}} + \overline{E^{(2)}}]; \quad (1.3.8)$$

$$[\overline{n}, \overline{E^{(2)}} - \overline{E^{(1)}}] = \frac{-j\omega\mu\delta}{2} [\overline{H^{(1)}} + \overline{H^{(2)}}]. \quad (1.3.9)$$

Рассмотрим общий вид эквивалентных граничных условий. Введем ортогональную систему координат (ξ, η, ζ) , совпадающую с декартовой или цилиндрической системой. Ось ζ — в направлении нормали к граничной поверхности. Для поля в i -м слое имеем представление:

$$\overline{E}_i^e = A_{it}^e \overline{f}_1^e(\xi, \eta, \zeta) + B_{it}^e \overline{f}_2^e(\xi, \eta, \zeta); \quad (1.3.10)$$

$$\overline{H}_i^m = A_{it}^m \overline{f}_1^m(\xi, \eta, \zeta) + B_{it}^m \overline{f}_2^m(\xi, \eta, \zeta), \quad (1.3.11)$$

где $\overline{f}_{1,2}^{e,m}$ — векторы касательной к поверхности слоя.

Входящие в (1.3.10) и (1.3.11) коэффициенты $A_{it}^{e,m}$ и $B_{it}^{e,m}$ связаны между собой через уравнения Максвелла так, что в общем случае имеем лишь четыре неизвестных коэффициента $A_i^{e,m}$ и $B_i^{e,m}$. Произведя усреднение полей по толщине слоя и используя условия непрерывности на границах слоя, получим:

$$[\bar{n}, \overline{H^{(2)}} - \overline{H^{(1)}}] = j\omega\varepsilon[A^e \overline{E^{(1)}} + B^e \overline{E^{(2)}}]; \quad (1.3.12)$$

$$[\bar{n}, \overline{E^{(2)}} - \overline{E^{(1)}}] = -j\omega\mu[A^m \overline{H^{(1)}} + B^m \overline{H^{(2)}}], \quad (1.3.13)$$

где $A^{e,m}$ и $B^{e,m}$ — постоянные интегрирования, которые легко определяются из конкретного представления поля в анализируемом слое.

В большинстве представляющих практический интерес случаев, составляющие поля возбуждаемой в радиоволновом элементе замедленной волны не зависят от одной из поперечных координат (пусть это будет координата η). В этом случае уравнения Максвелла в проекциях на оси координат существенно упрощаются:

$$E_\xi = \frac{j\beta}{\tau^2} \frac{\partial E_z}{\partial \xi}; \quad H_\eta = \frac{j\omega\varepsilon}{\tau^2} \frac{\partial E_z}{\partial \xi}; \quad (1.3.14)$$

$$H_\xi = \frac{j\beta}{\tau^2} \frac{\partial H_z}{\partial \xi}; \quad E_\eta = \frac{j\omega\mu}{\tau^2} \frac{\partial H_z}{\partial \xi}. \quad (1.3.15)$$

Последнее позволяет, пользуясь вместо граничных условий для касательных составляющих векторов E и H , условиями для их отношений, названных проводимостями электрического и магнитного типов [26], дополнительно вдвое снизить порядок определителей, характеризующих передаточную характеристику радиоволнового элемента.

Так, при замене проводящего слоя бесконечно тонкой поверхностью с эквивалентной поверхностной проводимостью σ_z в направлении координаты z и σ_η в направлении координаты η , выполняются следующие граничные условия, определяющие скачки проводимостей электрического и магнитного типов ΔY^e и ΔY^m при переходе через указанную поверхность в направлении координаты ξ :

$$\Delta Y^e = -\sigma_z; \quad \Delta Y^m = -\sigma_\eta. \quad (1.3.16)$$

Аналогичные условия могут быть написаны и при замене тонкого слоя материала с большой диэлектрической проницаемостью:

$$\Delta Y^e = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_z\delta; \quad \Delta Y^m = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_\eta\delta, \quad (1.3.17)$$

где ε_z и ε_η — относительные значения диэлектрической проницаемости материала; δ — толщина слоя.

При замене материала с большой магнитной проницаемостью аналогичные граничные условия выполняются для обратных значений проводимостей, т.е. для скачков сопротивлений электрического и магнит-

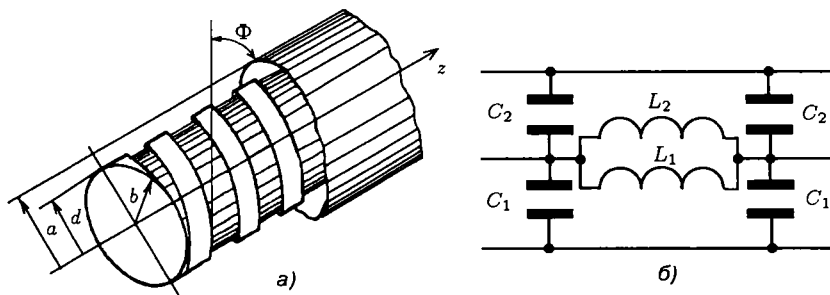


Рис. 1.3.1. Модель чувствительного элемента для измерения магнитной проницаемости ферритов (а) и заменяющая его трехпроводная эквивалентная линия (б)

ного типов:

$$\Delta R^e = -j\omega\mu_0\mu_z\delta; \quad \Delta R^m = -j\omega\mu_0\mu_\eta\delta, \quad (1.3.18)$$

где μ_z и μ_η — относительные значения магнитной проницаемости материала в направлениях координат z и η соответственно.

Для иллюстрации эффективности применения эквивалентных граничных условий рассмотрим задачу измерения магнитной проницаемости изделий из ферритов на высоких и сверхвысоких частотах. Влияние диэлектрической проницаемости феррита на результаты измерений существенно затрудняет решение такой задачи.

Рассмотрим модель чувствительного элемента (ЧЭ) (рис. 1.3.1,а), представляющую собой бесконечно тонкий цилиндр радиуса b с идеальной проводимостью в направлении Φ под углом к оси. По оси цилиндра расположен стержень радиуса a , выполненный из феррита с относительными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ . По образующим стержня установлены идеально проводящие в продольном направлении полоски, а снаружи цилиндра на поверхности радиуса d , также по образующим установлены полоски из магнетика, характеризующие поверхностную магнитную проницаемость в продольном направлении ($\mu_z\delta$). В реальной системе это полоски из аморфного железа, обладающего большой магнитной проницаемостью.

Заменим рассматриваемую модель трехпроводной эквивалентной линией (рис. 1.3.1,б) с погонными емкостями C_1 , C_2 и индуктивностями L_1 и L_2 , определяемые соотношениями [86, 87]:

$$C_{1,2} = \pm 2\pi b\tau^2 Y_{1,2}^e(b)/j\omega; \quad (1.3.19)$$

$$L_{1,2} = \pm R_{1,2}^m(b) \operatorname{tg}^2 \Phi / j\omega 2\pi b, \quad (1.3.20)$$

где $Y_{1,2}^e(b)$ — значения проводимости электрического типа на внутренней поверхности спирально-проводящего цилиндра; $R_{1,2}^e(b)$ — значения сопротивления магнитного типа на наружной поверхности того же ци-

линдра; τ — поперечная постоянная, связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k соотношением

$$\beta^2 = \tau^2 + k^2; \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0. \quad (1.3.21)$$

Пользуясь известным выражением для проводимостей и обратных им величин в цилиндрической системе координат и формулами (1.3.19), (1.3.20), находим:

$$C_1 = 2\pi b \tau \varepsilon_0 \frac{I_1(b\tau)}{I_0(b\tau)} \frac{1 + \varphi_{01}(a\tau, b\tau)}{1 - \varphi_{00}(a\tau, b\tau)}; \quad (1.3.22)$$

$$C_2 = 2\pi b \tau \varepsilon_0 \frac{K_1(b\tau)}{K_0(b\tau)} \frac{1 + \varphi_{10}(b\tau, d\tau)}{1 - \varphi_{00}(b\tau, d\tau)}; \quad (1.3.23)$$

$$L_1 = \frac{\mu_0 \mu \operatorname{tg}^2 \Phi}{2\pi b \tau_1} \frac{I_1(a\tau_1)}{I_0(a\tau_1)}; \quad (1.3.24)$$

$$L_2 = \frac{\mu_0 \operatorname{tg}^2 \Phi}{2\pi b \tau_1} \left[\frac{K_1(b\tau)}{K_0(b\tau)} + \mu_2 \delta \tau \right], \quad (1.3.25)$$

где I_0, K_0, I_1, K_1 — модифицированные функции Бесселя; $\varphi_{ij}(x, y) = I_i(x)K_j(y)/[K_i(x)I_j(y)]$; τ_1 — поперечная постоянная в области стержня, определяемая соотношением

$$\beta^2 = \tau_1^2 + k^2 \varepsilon \mu. \quad (1.3.26)$$

В представляющих практический интерес случаях относительно низких частот, когда параметр $a\tau_1$ не превышает 0,5, функция $I_1(a\tau_1)/[a\tau_1 I_0(a\tau_1)]$ с точностью до 5 % равна 0,5, и вместо формулы (1.3.24) получим

$$L_1 \approx \mu_0 \mu a / (4\pi b). \quad (1.3.27)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае величина диэлектрической проницаемости феррита не влияет на параметры эквивалентной линии.

При использовании в качестве информативного параметра фазы волны или определяемого ей другого параметра, например, частоты генератора, в цепь обратной связи которого включен ЧЭ, передаточную характеристику можно представить в виде зависимости замедления n , равного отношению β/k , от измеряемой магнитной проницаемости μ :

$$n^2 = \frac{(C_1 + C_2)L_1L_2}{\varepsilon_0 \mu_0 (L_1 + L_2)} + 1. \quad (1.3.28)$$

Пренебрегая изменением параметров линии, вызванным изменением поперечной постоянной τ при изменении проницаемости μ , находим следующее выражение для относительной чувствительности из-

мерений:

$$\frac{\mu}{n} \frac{\partial n}{\partial \mu} = \frac{L_2}{2(1 + L_2/L_1)}. \quad (1.3.29)$$

Выбирая должным образом параметры тонкопленочного ЧЭ на цилиндрической спирали с продольно-проводящим экраном и продольным магнитопроводом снаружи спирали, можно обеспечить измерение на высоких и сверхвысоких частотах магнитной проницаемости ферритовых стержней или колец.

Таким образом, введение эквивалентных граничных условий позволяет сократить порядок раскрываемых при выводе функциональных связей определителей и тем самым сделать возможным расчет радиоволновых ЧЭ на ЗС с многослойными экранами. В некоторых случаях предложенные соотношения позволяют получить аналитические связи между измеряемыми величинами и параметрами радиоволновых тонкопленочных элементов в явном виде, что позволяет свести измерения в конечном итоге к расчету по формулам и произвести точный расчет и обработку результатов на ПЭВМ.

1.4. Особенности расчета электродинамических элементов методом эквивалентных длинных линий

1.4.1. Исходные соотношения

При расчете реальных электродинамических элементов с замедленными электромагнитными волнами часто пользуются методом эквивалентных длинных линий, позволяющим приближенно оценивать параметры конкретной системы в случаях, когда более точный электродинамический расчет затруднен [30–33, 35, 102–104]. Известно, что практически любую ЗС можно представить в виде цепочки идентичных четырехполюсников с последовательно включенным сопротивлением Z и параллельно включенной проводимостью Y , причем Z и Y являются эквивалентными параметрами, заменяющими одну ячейку ЗС (рис. 1.4.1).

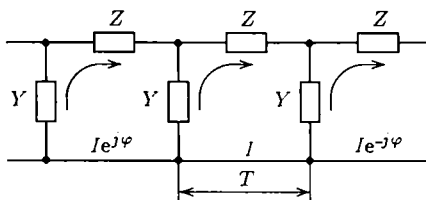


Рис. 1.4.1. Эквивалентная схема ЗС в виде цепочки четырехполюсников

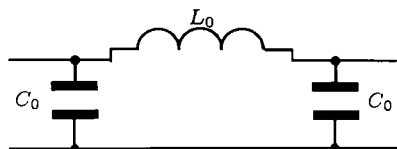


Рис. 1.4.2. Эквивалентная схема ЗС в виде фильтра низких частот

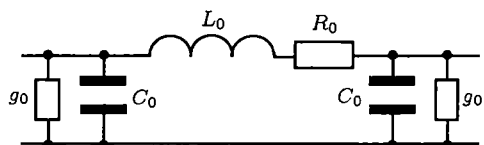


Рис. 1.4.3. Эквивалентная длинная линия, заменяющая элемент на ЗС

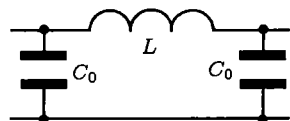


Рис. 1.4.4. Упрощенная схема эквивалентной длинной линии, заменяющей элемент на ЗС

Простейшая эквивалентная схема ЗС без учета потерь может быть представлена в виде фильтра низких частот (рис. 1.4.2) когда $Z = j\omega L$, $Y = j\omega C$. Эквивалентные значения индуктивности и емкости определяют либо для элементарного участка системы (периода), либо на единицу длины (погонная индуктивность L_0 и погонная емкость C_0). Однако в случае, когда ЗС содержит две или большее количество областей, замена ее двухпроводной линией затрудняет анализ влияния на замедленные волны параметров каждой из областей в отдельности.

Следует различать замену структуры эквивалентной схемой и эквивалентной линией. В последнем случае периодическая последовательность проводников как бы заменяется импедансной поверхностью, что приводит к исключению дисперсии, вызванной отражениями от границ ячеек ЗС. При относительно небольших сдвигах фазы Θ на каждой ячейке, когда $\Theta \leq \pi/10$, такая замена правомерна [86, 89].

При замене электродинамической структуры эквивалентной длинной линией решение задачи сводится к определению сопротивления подсоединения Z_n , фазовой постоянной β и постоянной затухания α . Эти параметры, в свою очередь, однозначно находятся с помощью рассчитанных на единицу длины индуктивности L_0 , емкости C_0 , сопротивления R_0 и проводимости g_0 эквивалентной двухпроводной линии (рис. 1.4.3).

Поскольку часть индуктивности L_0 независимо от конструкции структуры определяется запаздыванием потенциала, то можно пользоваться упрощенной схемой линии, в которую входит индуктивность L , определяемая поперечными составляющими токов в проводниках [83, 87, 89] (рис. 1.4.4). При этом уравнение линии имеет следующий вид:

$$\tau^2 = \omega^2 LC_0. \quad (1.4.1)$$

Здесь для упрощения записи L и C_0 — в общем случае величины комплексные, включающие R_0 и g_0 соответственно.

Наличие затухания, вызванного потерями в проводниках или окружающей среде, приводит к появлению мнимой части поперечной постоянной τ , которую, учитывая близость к фазовой постоянной β в представляющих практический интерес случаях достаточно больших замед-

лений, можно полагать равной постоянной затухания α :

$$\tau = \tau_0 - j\alpha. \quad (1.4.2)$$

Здесь τ_0 — действительная часть τ .

При относительно небольших затуханиях, когда $\tau \approx \beta$, уравнение (1.4.1) можно разбить на два:

$$\tau_0^2 \approx \omega^2 \operatorname{Re} L \operatorname{Re} C_0; \quad (1.4.3)$$

$$2 \frac{\alpha}{\tau_0} \approx \frac{\operatorname{Im} L + \operatorname{Im} C_0}{\operatorname{Re} L \operatorname{Re} C_0}. \quad (1.4.4)$$

В этом случае при расчете действительной и мнимой частей индуктивности и емкости в определяющие их выражения можно подставлять τ_0 , полагая, что вызванные комплексностью τ изменения L и C_0 незначительны.

1.4.2. Замена элемента трехпроводной эквивалентной линией

В отличие от волноводов, большинство устройств на ЗС имеют две или большее количество областей, и только в одной из этих областей, как правило, находится обрабатываемый или контролируемый объект, то более удобным является представление ЗС в виде трехпроводной эквивалентной линии [87, 89] (рис. 1.4.5), одной из областей которой соответствуют погонная индуктивность L_1 и погонная емкость C_1 , а другой — погонная индуктивность L_2 и погонная емкость C_2 . Это позволяет установить связь параметров контролируемой или обрабатываемой области только с параметрами одной ветви эквивалентной линии, считая эквивалентные параметры другой ветви заданными.

В случаях, когда прилегающие к импедансному проводнику области 1 и 2 граничат с другими областями, влияние которых можно учесть введением эквивалентных погонных импедансов Z_1 и Z_2 (рис. 1.4.6),

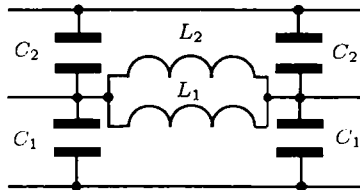


Рис. 1.4.5. Трехпроводная эквивалентная линия, заменяющая элемент на ЗС

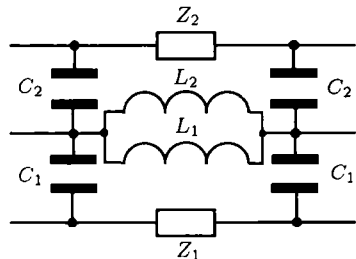


Рис. 1.4.6. Трехпроводная эквивалентная линия, заменяющая элемент на ЗС с учетом погонных импедансов Z_1 и Z_2

эквивалентная схема может быть всегда преобразована к схеме, показанной на рис. 1.4.5.

Расчет элементов на ЗС с помощью трехпроводной линии облегчается тем, что значения $C_{1,2}$ и $L_{1,2}$ однозначно определяются через проводимости электрического и магнитного типов $Y_{1,2}^e$ и $Y_{1,2}^m$ на поверхностях импедансного проводника, обращенных к соответствующим областям, определяемым через отношения поперечных E_φ , H_φ и продольных E_z , H_z составляющих напряженностей электрического и магнитного полей [73, 75].

В работе [77] получены следующие выражения для эквивалентных параметров:

$$C_1 = -2\pi b \tau^2 Y_1^e(b) / j\omega; \quad (1.4.5)$$

$$C_2 = 2\pi b \tau^2 Y_2^e(b) / j\omega; \quad (1.4.6)$$

$$L_1 = -2\pi b / j\omega h^2 Y_1^m(b); \quad (1.4.7)$$

$$L_2 = 2\pi b / j\omega h^2 Y_2^m(b). \quad (1.4.8)$$

Здесь b — радиус (координата) импедансного проводника.

Связь между эквивалентными параметрами трехпроводной и двухпроводной линий следующая:

$$C_0 = C_1 + C_2 \tau_1^2 / \tau_2^2; \quad (1.4.9)$$

$$L = L_1 L_2 / (L_1 + L_2). \quad (1.4.10)$$

Здесь τ_1 , τ_2 — поперечные постоянные в прилегающих к импедансному проводнику областях. При этом проводимости $Y_{1,2}^e$, $Y_{1,2}^m$ определяют электродинамические параметры прилегающих к импедансному проводнику областей с учетом граничных условий на ограничивающих эти области поверхностях.

Несмотря на существенное отличие причин, вызывающих замедление, общим для всех способов замедления электромагнитных волн является увеличение по сравнению со свободной средой либо эквивалентного значения погонной емкости C_0 , либо погонной индуктивности L_0 , либо и того и другого. В первом случае к индуктивности L' , определяемой продольными составляющими токов в импедансном и экранном проводниках, добавляется индуктивность L , определяемая поперечными составляющими указанных токов:

$$L_0 = L' + L. \quad (1.4.11)$$

При этом независимо от конфигурации проводников индуктивность L' всегда соответствует запаздыванию потенциала и удовлетворяет тождеству [83]

$$k^2 = \omega^2 C_0 L'. \quad (1.4.12)$$

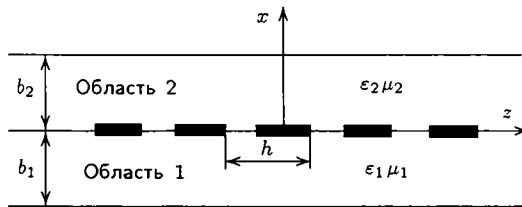


Рис. 1.4.7. Обобщенная модель элемента на плоской ЗС с идеальным продольно-проводящим экраном

Так как при последовательном соединении проводящих элементов дополнительный поток магнитного поля, возбуждаемый поперечными составляющими токов, пропорционален ширине A импедансного проводника и плотности токов в каждом из проводящих элементов, число которых на единичной длине системы обратно пропорционально периоду T системы, то можно полагать

$$L \approx A/T^2. \quad (1.4.13)$$

При этом погонная емкость C_0 пропорциональна отношению A/b и, как это следует из (1.4.13),

$$n \approx \sqrt{(A^2/T^2 + 1)/(\epsilon_0 \mu_0)}. \quad (1.4.14)$$

Рассмотрим обобщенную модель плоской ЗС в виде бесконечно тонкого импедансного проводника шириной A и расположенной параллельно на расстоянии $w = b_2$ поверхности с идеальной проводимостью в продольном направлении (рис. 1.4.7). Обозначим шаг расположения поперечных элементов, образующих импедансный проводник, через h . Будем полагать, что область 2 между продольно проводящей поверхностью и импедансным проводником заполнена магнитоэлектриком с относительным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon_2 = \epsilon$; $\mu_2 = 1$. Если все составляющие поля волны в рассматриваемой системе представлены нулевыми пространственными гармониками, а замедление достаточно велико и поперечные постоянные τ_1, τ_2 в обеих областях, прилегающих к импедансному проводнику одинаковы и равны τ , то, полагая в выражениях (1.4.5)–(1.4.8) $2\pi b = A$, получим

$$C_1 = A\tau\epsilon_0; \quad (1.4.15)$$

$$C_2 = A\tau\epsilon_0\epsilon \operatorname{cth} w\tau; \quad (1.4.16)$$

$$L_1 = L_2 = A\mu_0/h^2\tau. \quad (1.4.17)$$

Подставляя полученные выражения для эквивалентных параметров в уравнение длинной линии (1.4.1), находим с учетом (1.4.9) и (1.4.10)

$$\tau^2 = 2k^2 A^2 (1 + \epsilon \operatorname{cth} w\tau) / h^2. \quad (1.4.18)$$

Вводя для сокращения записи относительное замедление $n_{от} = \tau h/kA$, запишем вместо (1.4.18)

$$n_{от} = 2(1 + \varepsilon \operatorname{cth} w\tau). \quad (1.4.19)$$

С достаточно большой точностью, возрастающей с увеличением замедления, можно полагать, что $n_{от} = n/n_r$, где n_r — геометрическое замедление, равное отношению длины образующих проводники элементов к длине импедансного проводника в продольном направлении.

Аналогично предыдущему, зная выражения для L и C_0 , можно по формуле для волнового сопротивления $Z_0 = (\beta/\tau)\sqrt{L/C_0}$ найти следующее выражение:

$$Z_0 = (\beta/\tau)\sqrt{8(\mu_0/\varepsilon_0)/(1 + \varepsilon \operatorname{cth} w\tau)h^2\tau^2}. \quad (1.4.20)$$

1.4.3. Особенности расчета элементов на связанных замедляющих системах

Модель элемента на связанных замедляющих системах (СЗС) может быть представлена в виде двухпроводной линии, оба проводника которой являются импедансными, а их конфигурации представляют собой повернутые на 180° зеркальные отображения друг друга. Это, например, параллельно расположенные логарифмические или арифметические спирали с противоположными направлениями намотки.

При противофазном возбуждении СЗС поле волны E -типа сосредоточено, в основном, между импедансными проводниками 1 и 2, а поле волны H -типа — снаружи (рис. 1.4.8). Размещенный снаружи импедансных проводников диэлектрический объект 3 практически не влияет на эквивалентные параметры СЗС, если проводимость его невелика и вызывает изменение замедления и затухания волны в структуре при достаточно большой проводимости объекта. При синфазном возбуждении СЗС внутри сосредоточено, в основном, поле волны H -типа, а снаружи — поле волны E -типа (рис. 1.4.9).

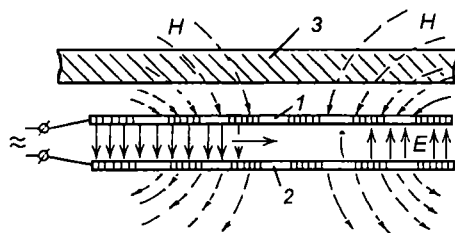


Рис. 1.4.8. Распределение напряженностей электрического (E) и магнитного (H) полей при противофазном возбуждении связанных ЗС: 1, 2 — импедансные проводники; 3 — контролируемый объект

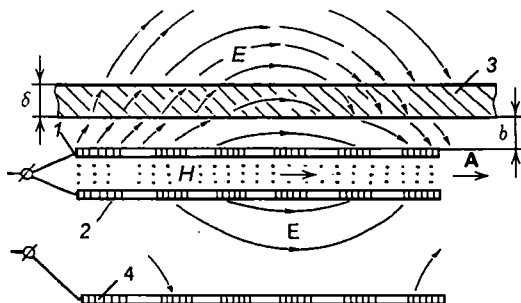


Рис. 1.4.9. Распределение напряженностей электрического (E) и магнитного (H) полей при синфазном возбуждении связанных ЗС: 1, 2 — импедансные проводники; 4 — экранирующий проводник; 3 — контролируемый объект

Практический интерес представляет именно противофазное возбуждение, поскольку при этом противоположные проводники СЗС приобретают противоположный заряд, а поперечные составляющие токов в противоположных проводниках имеют одинаковые направления. В результате энергии электрического и магнитного полей, возбуждаемых зарядами и токами в каждом из проводников, складываются, благодаря чему одновременно увеличиваются как погонная емкость C_0 , так и основная часть погонной индуктивности L_0 индуктивность L . Результатом является также дополнительное увеличение замедления n и волнового сопротивления Z_0 . Увеличение эквивалентной емкости и индуктивности свидетельствует о наличии как магнитной, так и электрической положительных связей между проводниками СЗС.

При противофазном возбуждении симметричную СЗС можно заметить двумя последовательно соединенными линиями, каждая из которых представляется в виде рассмотренной выше модели импедансного проводника с продольно проводящей поверхностью и магнитным экраном (см. рис. 1.4.7). При этом в отличие от одиночной системы к потоку магнитного поля, возбуждаемого поперечными составляющими токов в одном импедансном проводнике, прибавляется часть потока магнитного поля, возбуждаемого другим проводником, что приводит к увеличению погонной индуктивности каждого из проводников в $[1 + \exp(-2w\tau)]$ раза. В результате имеем

$$L_1 = L_2 = A\mu_0[\exp(-2w\tau)]/h^2\tau. \quad (1.4.21)$$

Это приводит как к увеличению замедления, так и к увеличению волнового сопротивления.

С учетом (1.4.21) находим вместо (1.4.19) и (1.4.20):

$$n_{от}^2 = (1 + \varepsilon \operatorname{cth} w\tau)(2 - \operatorname{th} w\tau); \quad (1.4.22)$$

$$Z_0 = (\beta/\tau)\sqrt{4(\mu_0/\varepsilon_0)(2 - \operatorname{th} w\tau)/(1 + \varepsilon \operatorname{cth} w\tau)h^2\tau^2}. \quad (1.4.23)$$

При переходе к модели СЗС следует учитывать, что при сохранении замедления волновое сопротивление увеличится вдвое. Естественно, что наибольший практический интерес представляет случай сильной связи, когда $\omega\tau \ll 1$ и выражения (1.4.22), (1.4.23) упрощаются. С учетом увеличения вдвое волнового сопротивления, находим для СЗС в случае сильной связи:

$$n_{от} = \sqrt{1 + 2\varepsilon/\omega\tau}; \quad (1.4.24)$$

$$Z_0 = \frac{\beta}{h\tau^2} \sqrt{8 \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \frac{1 - \omega\tau/2}{1 + \varepsilon/\omega\tau}}. \quad (1.4.25)$$

Выражения (1.4.24) и (1.4.25) можно привести к более удобному для расчета виду. Возводя левую и правую части (1.4.24) в квадрат, умножая на $h\tau/Ak$ и пренебрегая $\omega\tau$ по сравнению с единицей, получим, с учетом определения $n_{от}$:

$$n_{от} \approx \sqrt[3]{\varepsilon h \lambda / \pi \omega A}; \quad (1.4.26)$$

$$Z_0 \approx 377 \lambda / \pi A, \quad (1.4.27)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Из полученных выражений видно, что в СЗС дисперсия аномальная (замедление увеличивается с уменьшением частоты) и что волновые сопротивления сложным образом зависят от геометрии СЗС. При заданном волновом сопротивлении $n_{от} \approx \varepsilon h/b$, или

$$n_{от} \approx \sqrt[3]{\varepsilon h Z_0 / 377 \omega}, \quad (1.4.28)$$

т.е. при $Z_0 = 50$ Ом $n_{от} \approx 0,51 \sqrt[3]{\varepsilon h/\omega}$. Таким образом, при стандартном волновом сопротивлении замедление в СЗС может во много раз превышать геометрическое замедление.

Возможность микроминиатюризации элементов на ЗС определяется не только получением больших замедлений, но и обеспечением приемлемой собственной добротности Q , которая ограничена потерями в подложке и проводниках ЗС. При выборе толщины проводников, превышающей толщину скин-слоя δ_0 , добротность Q линии передачи в пренебрежении потерями в диэлектрике определяется выражением

$$Q = \pi n Z_0 / R_0 \lambda = 4\pi f n Z_0 / 2R_0 \cdot 3 \cdot 10^6. \quad (1.4.29)$$

Здесь $R_0 = n_r 2\pi \sqrt{\rho f \cdot 10^{-7}}/p$, где p — ширина проводников; ρ — удельное сопротивление материала проводников; f — частота в МГц, или

$$Q = f n Z_0 p / 3 \cdot 10^8 n_r \sqrt{\rho f \cdot 10^{-7}} \approx \sqrt{f} n_{от} Z_0 p / 10^5 \sqrt{\rho}. \quad (1.4.30)$$

С учетом выражения (1.4.27) для Z_0 напишем

$$Q \approx 377 \sqrt{f} b p n_{от}^2 / 10^5 \sqrt{\rho} \varepsilon h. \quad (1.4.31)$$

Из выражения для Q видно, что при фиксированном значении p/h (обычно это соотношение выбирают равным 0,5) добротность пропорциональна квадрату относительного замедления. Если степень миниатюризации характеризовать отношением длины волны λ к линейному резонансному размеру элемента λ_p , то

$$Q \approx 120 \cdot 10^{-5} (p/h) \sqrt{f/\rho} \lambda_p. \quad (1.4.32)$$

При $p/h = 0,5$, $\lambda_p = 10^{-3}$ м, $\rho = 1,75 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $f > 10^6$ Гц находим $Q > 4,5 \cdot 10^3$.

1.4.4. Особенности расчета волнового сопротивления

Практически во всех областях нетрадиционного применения период ЗС оказывается значительно меньше длины замедленной волны, что позволяет существенно упростить расчет замедления. Однако на практике наряду с замедлением необходимо знать и волновое сопротивление структуры Z , что требует расчета дополнительных величин: либо эквивалентных погонных параметров индуктивности L_0 и емкости C_0 , либо разности потенциалов между электродами U или тока I и потока мощности P :

$$Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}; \quad \frac{U}{I}; \quad \frac{U^2}{2P}; \quad \frac{2P}{I^2}. \quad (1.4.33)$$

В случае поперечной электромагнитной волны все четыре выражения для Z тождественно равны. В общем же случае, как известно, это не так.

Не вдаваясь в анализ этого явления, подробно рассмотренного в работах [105–108], укажем лишь на то, что в двухпроводной ЗС, при близком взаимном расположении находящихся под противоположными потенциалами проводников, поле волны практически поперечно, и все четыре выражения (1.4.33) дают приблизительно один и тот же результат. Критерием близости расположения проводников является малость расстояния между проводниками по сравнению с замедленной длиной волны. Это, в частности, позволяет находить эквивалентную погонную емкость C_0 в статическом приближении.

Несмотря на то, что и волновое сопротивление, и замедление можно рассчитать по известным значениям C_0 и L_0 , связь между ними неоднозначна. В тоже время измерить замедление структуры значительно проще, чем волновое сопротивление.

Воспользуемся выражением для замедления волны n , вытекающим

из теории длинных линий:

$$n = \sqrt{\frac{L_0 C_0}{\varepsilon_a \mu_a}}. \quad (1.4.34)$$

Здесь ε_a , μ_a — абсолютные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей среды. При малом расстоянии между проводниками ЗС достаточно знать параметры среды лишь в области между этими проводниками.

Исключая из выражений (1.4.33) и (1.4.34) L_0 , находим

$$Z = Z_0 n, \quad (1.4.35)$$

где

$$Z_0 = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} / C_0. \quad (1.4.36)$$

— волновое сопротивление линии с поперечной погонной емкостью C_0 и замедлением $n = 1$, т.е. при равенстве фазовой скорости волны скорости света в среде.

Так как в рассматриваемом нами случае относительно низких частот и близкого расположения проводников емкость C_0 может быть приближенно определена как емкость между сплошными металлическими поверхностями, в которых лежат проводники, то расчет волнового сопротивления по известным значениям замедления существенно упрощается.

Рассмотрим в качестве примера спираль, находящуюся в изотропном металлическом экране (рис. 1.4.10). Средний радиус спирали — b , радиус экрана — d . Дисперсионное уравнение такой системы при замене спирали анизотропно проводящим цилиндром может быть представлено в виде [26, 33, 100]:

$$n^2 = \operatorname{tg}^2 \varphi \frac{I_1(b\tau)K_1(b\tau)}{I_0(b\tau)K_0(b\tau)} \frac{1 - \frac{I_1(b\tau)K_1(d\tau)}{K_1(b\tau)I_1(d\tau)}}{1 - \frac{I_0(b\tau)K_0(d\tau)}{K_0(b\tau)I_0(d\tau)}}. \quad (1.4.37)$$

Здесь $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$, $K_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя ($x = b\tau, d\tau$); φ — угол между направлением витков и продольной осью спирали; τ — поперечная постоянная, связанная с волновым числом k и замедлением n соотношением

$$n^2 = \frac{\tau^2}{k^2} + 1; \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon_a \mu_a, \quad (1.4.38)$$

где ω — угловая частота.

При относительно низких частотах, когда значения аргументов функций Бесселя значительно меньше единицы, можно воспользоваться

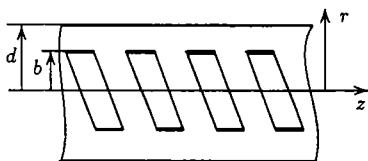


Рис. 1.4.10. Модель элемента на спиральной ЗС в изотропном металлическом экране

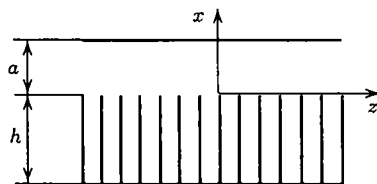


Рис. 1.4.11. Модель элемента на ЗС типа «гребенка» с металлической планкой

следующими приближенными выражениями [109–111]:

$$I_0(x) \approx 1; \quad I_1(x) \approx x/2; \quad K_0(x) \approx \ln(1,12/x); \quad K_1(x) \approx 1/x; \quad x \ll 1. \quad (1.4.39)$$

С учетом (1.4.39) уравнение (1.4.37) существенно упрощается:

$$n^2 \approx \text{tg}^2 \varphi \frac{1 - b^2/d^2}{2 \ln(d/b)} + 1. \quad (1.4.40)$$

В работе [85] приводятся выражения для эквивалентных параметров спиральной ЗС L_0 и C_0 , которые после подстановки выражений (1.4.39) становятся следующими:

$$L_0 \approx \frac{\mu}{4\pi} \left[\text{tg}^2 \varphi \left(1 - \frac{b^2}{d^2} \right) + 2 \ln \frac{d}{b} \right]; \quad (1.4.41)$$

$$C_0 \approx \frac{2\pi\epsilon}{\ln(d/b)}. \quad (1.4.42)$$

Подставляя (1.4.41) и (1.4.42) с учетом соотношений (1.4.34), (1.4.36) и уравнения (1.4.40) в формулу для Z , получим

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a} \frac{\ln(d/b)}{2\pi}} n. \quad (1.4.43)$$

Так как множитель перед n совпадает с волновым сопротивлением коаксиальной линии с радиусами внутреннего и внешнего электродов b и d , полученное выражение подтверждает справедливость формулы (1.4.35).

Рассмотрим теперь безгранично широкую гребенку с металлической планкой (рис. 1.4.11). Дисперсионное уравнение такой системы в импедансном приближении имеет следующий вид [21–23, 102, 103]:

$$\tau \text{th}(a\tau) = k \text{tg}(hk). \quad (1.4.44)$$

Здесь a — расстояние между гребешками и планкой; h — высота гребешков.

При относительно низких частотах, когда аргументы $a\tau$, $hk \ll 1$, дисперсионное уравнение (1.4.44) существенно упрощается:

$$a\tau^2 \approx hk^2, \quad (1.4.45)$$

или с учетом соотношения (1.4.38), получим вместо (1.4.44)

$$n^2 \approx h/b + 1. \quad (1.4.46)$$

Так как волновое сопротивление бесконечно широкой гребенки равно нулю, то рассмотрим гребенку единичной ширины, полагая структуру поля такой же, как и в бесконечно широкой гребенке.

Выразим волновое сопротивление через отношение разности потенциалов U между гребешками и планкой к току проводимости вдоль планки. Полагая, что поперечная составляющая электрического поля волны в рассматриваемом нами случае малых значений $a\tau$ практически не меняется в зазоре, находим

$$U = bE_x, \quad (1.4.47)$$

где E_x — проекция напряженности электрического поля на ось x , направленную вверх от поверхности гребешков.

Величину тока проводимости I находим по скачку напряженности магнитного поля на поверхности планки:

$$I = H_y. \quad (1.4.48)$$

В то же время, как это следует из уравнений Максвелла,

$$E_x = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} n H_y. \quad (1.4.49)$$

Подставляя полученные выражения для U и I в выражение (1.4.33) с учетом соотношения (1.4.49), находим

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} b n. \quad (1.4.50)$$

Так как в (1.4.50) множитель перед n — волновое сопротивление плоской линии единичной ширины в пренебрежении краевыми эффектами, то соотношение (1.4.50) еще раз подтверждает справедливость формулы (1.4.35).

Наибольший практический интерес выражение (1.4.35) представляет при рассмотрении СЗС, например коаксиально расположенных спиралей [44]. Замедление волны в таких системах зависит не только от расстояния между ними и геометрии проводников, но и от типа возбуждаемой волны, уменьшаясь при синфазном и увеличиваясь при противофазном возбуждении. Именно в последнем случае, когда основная часть электрического поля волны имеет поперечное направление,

рассматриваемое приближение относительно низких частот наиболее приемлемо.

На основании проведенного анализа можно утверждать, что при относительно низких частотах, когда период ЗС и расстояние между ее проводниками существенно меньше замедленной длины волны, ее волновое сопротивление равно волновому сопротивлению длинной линии со сплошными проводниками, совпадающими по внешним габаритам с проводниками ЗС, умноженному на величину замедления. При этом волновое сопротивление длинной линии должно быть определено для случая равномерного распределения зарядов и токов по поверхностям обоих проводников.

Уменьшение эквивалентной погонной емкости C_0 , определяемое конечной шириной проводников, компенсируется при расчете величины замедления приблизительно таким же увеличением эквивалентной погонной индуктивности L_0 . Это приводит к тому, что волновое сопротивление ЗС увеличится приблизительно во столько же раз, во сколько эффективная площадь проводников ЗС меньше площади сплошных проводников.

Предложенные выражения для расчета волнового сопротивления элементов на относительно низких частотах в значительной мере упрощают проектирование функциональных элементов технологического оборудования на ЗС.

1.4.5. Правила замены элементов эквивалентными длинными линиями

Проведенный в данном разделе анализ с учетом результатов работ [85–89] позволяет сформулировать правила замены элементов на ЗС эквивалентными длинными линиями:

1. Эквивалентная линия замещает элемент для конкретного типа волны, например, синфазной или противофазной.
2. Эквивалентной линией можно заместить как элемент в целом, так и любую из ее областей. При этом следует учесть, что в дисперсионном уравнении произведение погонных параметров индуктивности и емкости остается постоянным, а волновые сопротивления различны.
3. Однозначно определить волновое сопротивление можно только при выборе тока, определенного через реальный поток мощности.
4. Любой граничной поверхности элемента на ЗС, в том числе и в бесконечности, можно сопоставить проводник многопроводной линии. Сумма продольных токов в проводниках многопроводной линии тождественно равна нулю.
5. Области за границами рассматриваемой области элемента заменяются импедансами с идентичными напряжениями и токами, равными сумме продольных токов в замененных областях.

6. Продольные проводники с нулевыми потенциалами можно соединять вместе. Тогда поперечные емкости суммируются, а индуктивности складываются как проводимости, соединенные параллельно.

7. В многослойном элементе с различными параметрами сред западывание потенциала не идентично, что не позволяет соединять «нулевые» проводники разных областей без пересчета емкостей.

1.5. Аналитический метод расчета эффективности взаимодействия замедленных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами

Практический интерес представляет использование устройств на замедленных электромагнитных волнах в качестве чувствительных элементов преобразователей физических величин, а также нагревателей [36–39]. И в том и в другом случае как чувствительность измерений, так и эффективность термообработки зависят от степени связи замедленной электромагнитной волны с контролируемой или нагреваемой средой. В связи с этим актуальна разработка аналитического метода расчета эффективности взаимодействия замедленных электромагнитных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами и нахождение параметра, позволяющего наиболее объективно оценивать эффективность этого процесса.

В ЗС, применяемых в качестве чувствительных элементов, информативным параметром служит зависимость замедления от измеряемой величины. При электромагнитном нагреве с помощью ЗС используют зависимость затухания волны от параметров обрабатываемого материала. Расчет и замедления и затухания волны требует решения дисперсионного уравнения ЗС с учетом потерь, причем этот расчет требует повторных вычислений каждый раз при изменении проводимости или диэлектрической проницаемости среды. Вычисления осложняются тем, что дисперсионное уравнение необходимо решать для комплексных аргументов. В связи с этим важно введение такого параметра эффективности взаимодействия, который определялся бы только свойствами ЗС с учетом свойств и размеров контролируемой или нагреваемой среды.

Аналогом параметра, характеризующего указанное выше взаимодействие, может служить коэффициент связи, введенный профессором Л.Н. Лошаковым для оценки взаимодействия замедленной волны с электронным потоком [26, 114, 115]. Однако этот коэффициент учитывает только продольную составляющую электрического поля волны, а при измерениях и нагреве необходимо учитывать взаимодействие и с поперечными составляющими.

1.5.1. Применение сопряженной леммы Лоренца для расчета коэффициента взаимодействия

Лемма Лоренца в сопряженном виде [116] была использована для расчета коэффициента связи замедленной волны с электронным потоком [26, 114–119], а также применена авторами для расчета коэффициента взаимодействия в цилиндрической системе координат [120, 121]. Ниже рассматривается вывод выражения для коэффициента взаимодействия в обобщенной цилиндрической ортогональной системе координат [122].

Как показано в [120–122], безразмерный коэффициент взаимодействия пропорционален отношению энергии электрического поля в области, занятой диэлектрической или полупроводящей средой, умноженному на фазовую скорость, к потоку мощности через все поперечное сечение замедляющей системы. Запишем сопряженную лемму Лоренца для элементарного участка однородной замедляющей системы в виде [26]

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_s ([\bar{E}_1 \bar{H}_2^*] + [\bar{E}_2^* \bar{H}_1]) \bar{a}_z ds + \int_l [\bar{E}_1 \bar{H}_2^*] \bar{n} dl = - \int_{s_0} \bar{i} \bar{E}_2^* ds. \quad (1.5.1)$$

Здесь \bar{E} — напряженность электрического поля; \bar{H} — напряженность магнитного поля; \bar{a}_z — единичный вектор в направлении оси z ; \bar{n} — единичный вектор нормали к поверхности; l — контур, ограничивающий линию передачи; s и s_0 — поперечные сечения линии и диэлектрика соответственно; \bar{i} — плотность тока проводимости.

Ток проводимости возникает в среде при наличии некоторой проводимости σ , которая мала по величине и играет роль возмущающего фактора. Индексами 1 и 2 отмечены величины, относящиеся к двум самостоятельным полям — к невозмущенному полю E_2 , H_2 и возмущенному искусственно вводимой проводимостью σ полю E_1 , H_1 , звездочка применяется для комплексно-сопряженных величин.

Выражение (1.5.1) является исходным для последующего анализа. Для упрощения выкладок ограничимся рассмотрением случая, когда невозмущенное поле имеет вид волны, образованной совокупностью волн E - и H -типов.

Рассмотрим однородную передающую линию с охватывающей ее граничной поверхностью, совпадающей с координатной поверхностью обобщенной цилиндрической ортогональной системы координат ξ , η , z , координата z которой совпадает с направлением распространения волны (рис. 1.5.1).

Принимая для продольных составляющих E_{2z} , H_{2z} невозмущенного поля выражения вида

$$E_{2z} = a[F(\xi\tau_0) + D^e f(\xi\tau_0)] \exp(j\omega t - j\beta_0 z); \quad (1.5.2a)$$

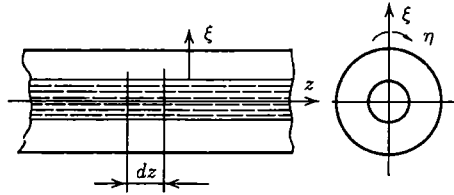


Рис. 1.5.1. Участок ЗС в обобщенной цилиндрической ортогональной системе координат

$$H_{2z} = b[F(\xi\tau_0) + D^m f(\xi\tau_0)] \exp(j\omega t - j\beta_0 z), \quad (1.5.26)$$

где a , b , D^e , D^m — постоянные интегрирования волновых уравнений, выразим с помощью уравнений Максвелла поперечные составляющие поля через производные от продольных составляющих:

$$\begin{aligned} E_{2\xi} &= \frac{j\beta_0}{\tau_0^2} \frac{\partial E_{2z}}{\partial \xi}; & H_{2\xi} &= \frac{j\beta_0}{\tau_0^2} \frac{\partial H_{2z}}{\partial \xi}; \\ E_{2\eta} &= -\frac{j\omega\mu_a}{\tau_0^2} \frac{\partial H_{2z}}{\partial \xi}; & H_{2\eta} &= -\frac{j\omega\varepsilon_a}{\tau_0^2} \frac{\partial E_{2z}}{\partial \xi}. \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

В приведенных формулах β_0 и τ_0 — фазовая и поперечная постоянные волны в замедляющей линии при отсутствии возмущения; ε_a и μ_a — абсолютные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей в рассматриваемой линии; F и f — функции, для которых решается дифференциальное уравнение, определяющее зависимость от координаты ξ .

Возмущенное поле E_1 , H_1 описываем приближенно, считая влияние проводимости σ на поперечную структуру полей достаточно малым. При таком допущении для продольных составляющих E_{1z} и H_{1z} возмущенного поля примем выражения:

$$E_{1z} = a[F(\xi\tau) + D^e f(\xi\tau)] \exp(j\omega t - j\beta z); \quad (1.5.4a)$$

$$H_{1z} = b[F(\xi\tau) + D^m f(\xi\tau)] \exp(j\omega t - j\beta z), \quad (1.5.4b)$$

где через β и τ обозначены возмущенные значения фазовой и поперечной постоянных.

С учетом изложенного допущения считаем, что поперечные составляющие возмущенного поля E_1 , H_1 могут быть выражены через продольные по формулам вида (1.5.3). С достаточной для последующего расчета точностью примем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{1z}}{\partial \xi} &= \frac{\partial E_{2z}}{\partial \xi} \frac{\tau}{\tau_0} A \exp[-j(\beta - \beta_0)z]; \\ \frac{\partial H_{1z}}{\partial \xi} &= \frac{\partial H_{2z}}{\partial \xi} \frac{\tau}{\tau_0} B \exp[-j(\beta - \beta_0)z], \end{aligned} \quad (1.5.5a)$$

где

$$A = \frac{F'(\xi\tau) + D^e f'(\xi\tau)}{F'(\xi\tau_0) + D^e f'(\xi\tau_0)}; \quad B = \frac{F'(\xi\tau) + D^m f'(\xi\tau)}{F'(\xi\tau_0) + D^m f'(\xi\tau_0)}. \quad (1.5.56)$$

Здесь штрихи означают производные по аргументам $\xi\tau$ и $\xi\tau_0$.

В общем случае рассматриваемая система может состоять из нескольких областей и функции, определяющие поперечные структуры полей в любой из этих областей имеют свой вид. Однако так как они являются функциями поперечных координат, при рассмотрении сопряженной леммы Лоренца они конкретизации не требуют. Отсюда следует, что поперечные составляющие возмущенного поля могут быть выражены через поперечные составляющие невозмущенного поля с помощью формул (1.5.2)–(1.5.5).

Это позволяет произвести необходимое преобразование левой части выражения (1.5.1). Начнем с первого члена:

$$[\bar{E}_1 \bar{H}_2^*] \bar{a}_z = E_{1\xi} H_{2\eta}^* - E_{1\eta} H_{2\xi}^* = E_{2\xi} H_{2\eta}^* \frac{\tau_0}{\tau} A \exp[-j(\beta - \beta_0)z] \left(\frac{\beta}{\beta_0} + 1 \right), \quad (1.5.6)$$

далее по аналогии:

$$[\bar{E}_2^* \bar{H}_1] \bar{a}_z = E_{2\eta}^* H_{2\xi} \frac{\tau_0}{\tau} B \exp[-j(\beta - \beta_0)z] \left(\frac{\beta}{\beta_0} + 1 \right). \quad (1.5.7)$$

Из формул (1.5.2)–(1.5.3) следует, что

$$E_{2\xi} H_{2\eta}^* = E_{2\xi}^* H_{2\eta}; \quad E_{2\eta} H_{2\xi}^* = E_{2\eta}^* H_{2\xi}, \quad (1.5.8)$$

т.е. каждое произведение является действительной величиной. С учетом известного выражения для мощности P_0 , проходящей через линию передачи:

$$P_0 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s (E_{2\xi} H_{2\eta}^* - E_{2\eta} H_{2\xi}^*) ds, \quad (1.5.9)$$

получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \int_s ([\bar{E}_1 \bar{H}_2^*] + [\bar{E}_2^* \bar{H}_1]) \bar{a}_z ds = \\ & = \left(\frac{\beta}{\beta_0} + 1 \right) \exp[-j(\beta - \beta_0)z] (2P_0 + E_{2\xi} H_{2\eta}^* X - E_{2\eta}^* H_{2\xi} Y), \end{aligned} \quad (1.5.10)$$

где $X = \frac{\tau_0}{\tau} A - 1$; $Y = \frac{\tau_0}{\tau} B - 1$.

Из (1.5.10) следует, что при $\tau \rightarrow \tau_0$ значения $A, B \rightarrow 1$; $X, Y \rightarrow 0$.

Второй член в левой части формулы (1.5.1) при идеальной проводимости стенки линии передачи равен нулю.

Необходимое преобразование правой части соотношения (1.5.1) может быть произведено при помощи закона Ома в дифференциальной форме. В случае малых возмущений получим

$$\int_{s_0} \bar{i} \bar{E}_2^* ds = \sigma \int_{s_0} (E_{1z} E_{2z}^* + E_{1\xi} E_{2\xi}^* + E_{1\eta} E_{2\eta}^*) ds. \quad (1.5.11)$$

Считая, что все переменные величины в (1.5.11) зависят от времени t и продольной координаты z соответственно как $\exp(j\omega t - j\beta_0 z)$ и как $\exp(-j\omega t - j\beta z)$, выражение для правой части соотношения (1.5.1) запишем в виде

$$\sigma \exp[-j(\beta - \beta_0)z] \int_{s_0} \left[C |E_{2z}|^2 + A \frac{\tau_0}{\tau} |E_{2\xi}|^2 + B \frac{\tau_0}{\tau} |E_{2\eta}|^2 \right] ds, \quad (1.5.12)$$

$$\text{где } C = \frac{F(\xi\tau) + D^e f(\xi\tau)}{F(\xi\tau_0) + D^e f(\xi\tau_0)}.$$

Функция C аналогично функциям A и B стремится к единице при $\tau \rightarrow \tau_0$.

Умножая правую часть (1.5.10) на $[-j(\beta - \beta_0)z]$ и приравнивая правой части (1.5.12), получим после сокращения на $\exp[-j(\beta - \beta_0)z]$ и деления на $\sigma\beta_0/\omega\varepsilon_a$:

$$\frac{j\omega\varepsilon_a(\beta^2 - \beta_0^2)}{\sigma\beta_0^2} = \frac{\omega\varepsilon_a \int_{s_0} \left[C |E_{2z}|^2 + A \frac{\tau_0}{\tau} |E_{2\xi}|^2 + B \frac{\tau_0}{\tau} |E_{2\eta}|^2 \right] ds}{\beta_0 [2P_0 + E_{2\xi} H_{2\eta}^* X - E_{2\eta}^* H_{2\xi} Y]}. \quad (1.5.13)$$

Заменяя в левой части (1.5.13) разность $\beta^2 - \beta_0^2$ на тождественную ей разность $\tau^2 - \tau_0^2$ и переходя к пределу при $\sigma \rightarrow 0$, $\tau \rightarrow \tau_0$, получим уравнение, правая часть которого совпадает с введенным ранее [120] интегральным выражением для коэффициента взаимодействия $K_{\text{вз}}$:

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{j\omega\varepsilon_a(\beta^2 - \beta_0^2)}{\sigma\beta_0^2} = K_{\text{вз}} = \frac{\omega\varepsilon_a \int_{s_0} [|E_{2z}|^2 + |E_{2\xi}|^2 + |E_{2\eta}|^2] ds}{2P_0\beta_0}. \quad (1.5.14)$$

Раскрывая неопределенность в левой части уравнения (1.5.14), получим следующее выражение для коэффициента взаимодействия:

$$K_{\text{вз}} = \frac{2j\omega\varepsilon_a\tau_0}{\beta_0^2 \left. \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right|_{\tau_0}}. \quad (1.5.15)$$

1.5.2. Определение коэффициента взаимодействия методом дифференцирования дисперсионного уравнения

Формула (1.5.15) позволяет рассчитать коэффициент взаимодействия без определения значений возмущенной поперечной постоянной τ , т.е. без решения дисперсионного уравнения при наличии потерь, что проще по сравнению с методом малых возмущений [82].

Входящая в (1.5.15) производная $\partial\sigma/\partial\tau$ находится путем дифференцирования по τ дисперсионного уравнения ЗС, которое в рассматриваемом случае малых значений σ всегда можно представить в виде

$$\varphi(\tau)G(\tau) = -j\sigma, \quad (1.5.16)$$

где $\varphi(\tau)$ — функция с размерностью σ ; $G(\tau)$ — ядро дисперсионного уравнения, удовлетворяющее условию $G(\tau_0) = 0$.

Дифференцируя (1.5.16) и переходя к пределу при $\tau \rightarrow \tau_0$, находим

$$\varphi(\tau_0) \left. \frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau_0} = -j \left. \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right|_{\tau_0}, \quad (1.5.17)$$

или исключая из (1.5.15) и (1.5.17) производную проводимости, получим

$$K_{\text{вз}} = \frac{2\omega\epsilon_a\tau_0}{\beta_0^2\varphi(\tau_0) \left. \frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau_0}}. \quad (1.5.18)$$

Для подтверждения правильности полученного выражения для $K_{\text{вз}}$ рассмотрим цилиндрическую спираль, заполненную внутри диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ (рис. 1.5.2).

При относительно высоких частотах и достаточно больших замедлениях, когда входящие в дисперсионное уравнение функции Бесселя можно заменить по формулам асимптотических приближений [109–111], а поперечные постоянные в областях внутри и снаружи спирали считать одинаковыми и равными τ , получим [121]

$$\frac{\tau_0^2}{k^2 t g^2 \Phi} - 1 = \frac{\epsilon + 1}{2}. \quad (1.5.19)$$

Здесь Φ — угол между направлением витков спирали и продольной осью.

Вводя в спираль заполняющий диэлектрик с удельной проводимостью σ , т.е. заменяя ϵ на $\epsilon - j\sigma/(\omega\epsilon_0)$, преобразуем (1.5.19) к виду (1.5.16), в котором

$$G(\tau) = \tau^2/\tau_0^2 - 1; \quad (1.5.20)$$

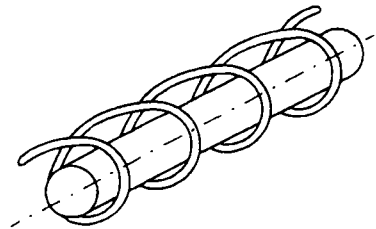


Рис. 1.5.2. Спиральная ЗС с диэлектрическим стержнем

$$\varphi(\tau) = \varphi(\tau_0) = (\varepsilon + 1)\omega\varepsilon_0. \quad (1.5.21)$$

Подставляя в (1.5.18) правую часть (1.5.21) и производную по τ правой части (1.5.20), находим с учетом того, что $\varepsilon_a = \varepsilon_0\varepsilon$:

$$K_{\text{вз}} = \frac{\tau_0^2}{\beta_0^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}. \quad (1.5.22)$$

Следует отметить, что выражение, совпадающее с (1.5.22), получается при замене в левой части уравнения (1.5.14) разности $\tau^2 - \tau_0^2$ на найденное с учетом (1.5.20) и (1.5.21) выражение $-j\sigma\tau_0^2/\omega\varepsilon_0(\varepsilon + 1)$.

1.5.3. Определение коэффициента взаимодействия методом разложения в ряд Тейлора

Приведенный выше метод определения коэффициента взаимодействия не является единственно возможным. Воспользуемся разложением в ряд Тейлора функций, входящих в дисперсионное уравнение конкретной системы.

Разлагая такие функции в бесконечные ряды около значений τ_0 и ε , полагая $\tau = \tau_0(1 - y)$; $\varepsilon = \varepsilon(1 - x)$; $|y|, |x| \ll 1$, получим соотношение, включающее y и x в разных степенях. Затем путем последовательных приближений с точностью до членов первого порядка малости, включающих замену y через x , можно любое дисперсионное уравнение свести к выражению

$$y = Dx, \quad (1.5.23)$$

где D — коэффициент преобразования.

Заменяя в левой части (1.4.14) τ на $\tau_0(1 - y)$ и σ на $-jx\omega\varepsilon_0\varepsilon$, получим

$$K_{\text{вз}} = \frac{2\tau_0}{\beta_0^2} \frac{y}{x} = \frac{2\tau_0 D}{\beta_0^2}. \quad (1.5.24)$$

Соотношение (1.5.24) может быть получено также путем преобразования интегрального выражения для возмущения волнового числа, полученного в работах [33, 82].

Правильность полученной формулы подтвердим на уже рассмотренном ранее примере спирали, заполненной внутри диэлектриком. Раскладывая в ряд Тейлора около τ_0 функцию $G(\tau)$, определяемую выражением (1.5.20) и заменяя в уравнении (1.5.16) σ на $(-jx\omega\varepsilon_0\varepsilon)$, получим

$$\frac{y}{x} = \frac{\tau_0\varepsilon}{2(\varepsilon + 1)}. \quad (1.5.25)$$

Подставляя (1.5.25) в формулу (1.5.24), находим выражение для коэффициента взаимодействия, совпадающее с (1.5.22), что подтверждает корректность предложенного метода расчета.

Следует также отметить, что при замене диэлектрика внутри спирали электронным потоком, т.е. при $\epsilon = 1$, коэффициент связи такой структуры определяется следующим выражением [26, 121, 123]:

$$K_c = \frac{\tau_0^2}{4\beta_0^2}. \quad (1.5.26)$$

Отличие выражений для коэффициента связи и коэффициента взаимодействия объясняется тем, что в выражении для $K_{вз}$ учитываются и продольные, и поперечные составляющие электрического поля волны, а также влияние относительной диэлектрической проницаемости ϵ , в то время как при определении K_c учитывается взаимодействие электронного потока только с продольной составляющей электрического поля в вакууме.

1.5.4. Определение коэффициента взаимодействия через параметры эквивалентной линии

В разд. 1.4 показаны особенности расчета электродинамических ЗС методом эквивалентных длинных линий. Чтобы воспользоваться этим методом для оценки эффективности взаимодействия замедленной электромагнитной волны со средой, необходимо найти соотношения, связывающие $K_{вз}$ и эквивалентные погонные параметры длинной линии L и C , заменяющей ЗС.

В этом случае структура может быть заменена трехпроводной эквивалентной длинной линией (см. рис. 1.4.5) [77], средний проводник которой замещает собственно замедляющую систему, нижний — рабочую область, для которой находится коэффициент взаимодействия, а верхний — остальные области. В рассматриваемом примере спирали с заполнением внутренней области диэлектриком — это внутренняя область спирали. «Укороченное» уравнение такой эквивалентной длинной линии может быть записано в виде [83, 87, 89]

$$\tau^2 = \omega^2 L(C_1 + C_2), \quad (1.5.27)$$

где эквивалентная погонная емкость C_1 относится к рабочей области, емкость C_2 — к остальным областям, а эквивалентная погонная индуктивность L определяется без учета запаздывания потенциала.

При внесении в рабочую область проводимости σ емкость C_1 изменится. Подставим ее новое значение в уравнение (1.5.27) в виде

$$C' = C_1(1 - x), \quad (1.5.28)$$

где, как и ранее, $x = j\sigma/\omega\varepsilon_0\varepsilon$.

Полагая также в (1.5.27) $\tau = \tau_0(1 - y)$, получим с учетом малости x и y :

$$\frac{y}{x} = \frac{\tau_0 C_1}{2(C_1 + C_2)}. \quad (1.5.29)$$

В рассматриваемом примере спирали, заполненной диэлектриком, на относительно высоких частотах и при больших замедлениях

$$C_1 \approx \varepsilon_0 \varepsilon 2\pi b \tau_0; \quad C_2 \approx \varepsilon_0 2\pi b \tau_0, \quad (1.5.30)$$

где b — радиус спирали. С учетом (1.5.29) и (1.5.30) с помощью формулы (1.5.24) можно получить выражение для $K_{вз}$, совпадающее с (1.5.22).

Таким образом, предложен аналитический метод расчета эффективности взаимодействия замедленных электромагнитных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами. С помощью сопряженной леммы Лоренца получено интегральное выражение для коэффициента взаимодействия, учитывающее влияние диэлектрического или полупроводящего покрытия на фазовую скорость волны в замедляющей системе и характеризующее эффективность взаимодействия замедленной электромагнитной волны с диэлектрической или полупроводящей средой. Показано, что коэффициент взаимодействия может быть определен более просто методом дифференцирования либо методом разложения в ряд Тейлора дисперсионного уравнения замедляющей системы, а также с помощью эквивалентных параметров длинной линии, заменяющей ЗС. Введение коэффициента взаимодействия позволяет осуществить оптимизацию геометрических размеров ЗС как при электромагнитном нагреве, так и при измерениях и контроле параметров различных сред без полного решения задачи о распространении волны в конкретной структуре.

Разработка и исследование малогабаритных радиоволновых элементов технологических приборов с использованием замедляющих систем

2.1. Анализ элементов на основе круглого волновода со слоистым заполнением

2.1.1. Исходные соотношения

В СВЧ-технике широко используется эффект изменения резонансной частоты при последовательном соединении двух отрезков линии передачи с разными волновыми сопротивлениями. Использование этого эффекта позволяет по крайней мере на порядок уменьшить резонансную частоту радиоволновых элементов при сохранении габаритов [40, 124]. Из физических представлений ясно, что аналогичный эффект должен иметь место и при частичном заполнении полого волновода магнитодиэлектриком по поперечному сечению. Критическая длина волны при этом может быть увеличена во много раз, что позволяет существенно отодвинуть нижнюю границу рабочего диапазона частот полых волноводов. И хотя волноводы со слоистым заполнением достаточно подробно рассмотрены в литературе [125–132], возможности существенного увеличения критической длины волны должного внимания не уделено. В то же время именно это свойство волноводов со слоистым заполнением может представлять практический интерес.

Расчет параметров и характеристик электродинамических структур на основе волноводов со слоистым заполнением может быть проведен в рамках квазистатического приближения.

Рассмотрим круглый волновод с идеально проводящими стенками и слоистым заполнением двумя различными средами (рис. 2.1.1). Внутренний радиус волновода обозначим через b , а радиус цилиндрической поверхности, разделяющей области, заполненные разными средами, через a .

Пронумеруем области волновода, начиная с внутренней, используя в дальнейшем номера областей в качестве индексов при соответствующих величинах. Относительные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей сред в первой и второй областях обозначим через ϵ_1 , ϵ_2 и μ_1 , μ_2 соответственно.

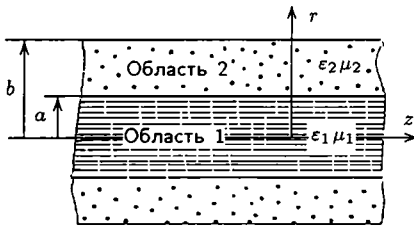


Рис. 2.1.1. Модель элемента на основе круглого волновода со слоистым заполнением магнитоэлектрической средой

($\partial/\partial\varphi \equiv 0$). Зависимости напряженностей от времени t и координаты z полагаем пропорциональными $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, β — фазовая постоянная.

Пользуясь известной методикой [26], находим следующее дисперсионное уравнение рассматриваемой системы:

$$\frac{1}{a\Omega_1} \frac{J_1(a\Omega_1)}{J_0(a\Omega_1)} = \frac{\varepsilon_2}{a\Omega_2\varepsilon_1} \text{bct}(a\Omega_2, b\Omega_2), \quad (2.1.1)$$

где $\text{bct}(y, x) = \frac{J_1(x)N_0(y) - N_1(x)J_0(y)}{J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)}$ — малый разностный котангенс [110]; J_0, J_1, N_0, N_1 — функции Бесселя первого и второго рода; Ω_1 и Ω_2 — поперечные постоянные соответственно в первой и второй областях, связанные с фазовой постоянной β и волновым числом свободного пространства k соотношением

$$\beta^2 = k^2\varepsilon_1\mu_1 - \Omega_1^2 = k^2\varepsilon_2\mu_2 - \Omega_2^2; \quad k^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0, \quad (2.1.2)$$

где ε_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

2.1.2. Расчет дисперсионного уравнения

Практический интерес представляет случай, когда продольная составляющая электрического поля в первой области мало или совсем не зависит от радиуса. Так как решение волнового уравнения относительно E_{z1} пропорционально $J_0(r\Omega_1)$ [126, 127], то указанное условие выполняется при $r\Omega_1 \ll 1$, когда $J_0(a\Omega_1) \approx 1$, $J_1(a\Omega_1) \approx 1/2$ [109]. В этом случае вместо уравнения (2.1.1) получим

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{2 \text{bct}(a\Omega_2, b\Omega_2)}{a\Omega_2}. \quad (2.1.3)$$

Задаваясь значениями отношения b/a равными 1,2; 2 и 3, находим зависимости отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ от параметра $a\Omega_2$ (рис. 2.1.2), удовлет-

Воспользуемся цилиндрической системой координат r, φ, z , расположив ее начало на оси волновода и направив ось z вдоль распространения волны. Решение волновых уравнений в обеих областях будем искать в виде аксиально-симметричной волны E -типа с составляющими напряженностей электрического и магнитного поля E_z, E_r и H_φ , не зависящими от азимутальной координаты φ

воряющие уравнению (2.1.3). Для обеспечения большего диапазона значений $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ и $a\Omega_2$ они отложены в логарифмическом масштабе.

Из приведенных зависимостей следует, что условие относительно равномерного распределения продольной составляющей электрического поля по поперечному сечению внутренней области волновода выполняется либо при больших значениях $\varepsilon_1/\varepsilon_2$, либо при относительно больших значениях $a\Omega_2$. В последнем случае, как это следует из соотношения (2.1.2), должно быть боль-

шим отношение μ_2/μ_1 . Уменьшение отношения b/a сопровождается увеличением $a\Omega_2$ и, следовательно, увеличением μ_2/μ_1 . При этом, как показывает расчет, распределение потока индукции магнитного поля во второй области достаточно равномерно, что характерно для квазиволновода.

Сказанное выше подтверждается тем, что малый разностный котангенс, характеризующий проводимость второй области в рассматриваемом диапазоне значений $a\Omega_2$ можно заменить на $1/[a\Omega_2 \ln(b/a)]$ и уравнение (2.1.3) свести к следующему:

$$(a\Omega_2)^2 \ln(b/a) = 2\varepsilon_2/\varepsilon_1. \quad (2.1.4)$$

Зависимости $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ от $a\Omega_2$, построенные в указанном приближении, показаны на рис. 2.1.2 пунктирными прямыми.

Таким образом, при значениях $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \geq 1$ и $b/a \leq 2$ и соответствующих значениях μ_2/μ_1 достигается эффект «квазиволновода», когда энергия электрического поля достаточно равномерно распределена в первой, внутренней области, а энергия магнитного поля — во второй области.

Соотношения (2.1.2) и (2.1.4) позволяют найти уравнение, связывающее замедление фазовой скорости β/k с волновым числом k :

$$\frac{\beta^2}{k^2} = \varepsilon_2\mu_2 - \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1(ak)^2 \ln(b/a)}. \quad (2.1.5)$$

На рис. 2.1.3 показаны построенные с помощью уравнения (2.1.5) зависимости замедления от пропорционального частоте параметра ak , отложенного в логарифмическом масштабе для $\ln(b/a) = 0,5$; $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 0,1$ и двух значений произведения $\mu_2\varepsilon_2$ равных 10 и 100. Здесь же пунктирными кривыми показаны зависимости b/k от ak при полном заполнении волновода средой с проницаемостями ε_2 и μ_2 , по-

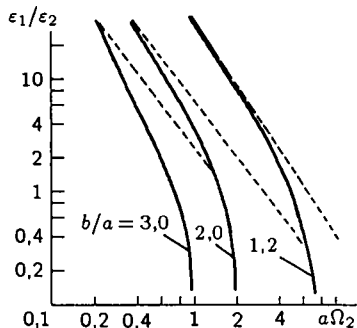


Рис. 2.1.2. Зависимости отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ от параметра $a\Omega_2$

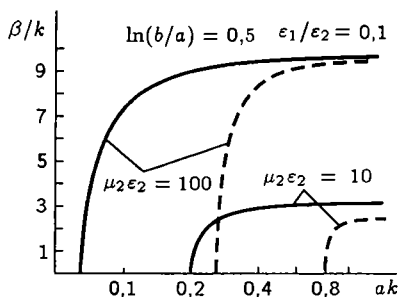


Рис. 2.1.3. Зависимости замедления от пропорционального частоте параметра ak для значений $\epsilon_2\mu_2$, равных 10 и 100, при $\epsilon_2/\epsilon_1 = 0,1$ и $\ln(b/a) = 0,5$ (сплошные кривые). Пунктирные кривые построены при сплошном заполнении волновода материалом с $\epsilon_2\mu_2$, равном 10 и 100

звоняющие продемонстрировать эффект, вызванный слоистым заполнением волновода.

2.1.3. Определение критической длины волны

Практический интерес представляет не только возможность разделения энергий электрического и магнитного полей по областям и их равномерное распределение внутри каждой области, но и увеличение критической длины волны $\lambda_{кр}$, соответствующей низкочастотной отсечке. Из зависимостей, приведенных на рис. 2.1.3, видно, что значения параметра ak , соответствующие бесконечной фазовой скорости волны ($\beta/k = 0$), в случае слоистого заполнения оказываются значительно меньшими, чем при полном заполнении волновода магнитодиэлектриком.

Возвращаясь к соотношению (2.1.2) и полагая в нем $\beta = 0$, $k = 2\pi/\lambda_{кр}$, находим

$$\lambda_{кр} = 2,41\lambda'/b\Omega_2, \quad (2.1.6)$$

где λ' — критическая длина волны типа E_{01} в круглом волноводе, заполненном материалом с проницаемостями ϵ_2 и μ_2 .

В случаях, когда можно пользоваться уравнением (2.1.5), т.е. когда реализуется эффект уменьшения поперечных размеров волновода, получим

$$\lambda_{кр} \approx \pi\sqrt{2\epsilon_1\mu_2 \ln(b/a)}. \quad (2.1.7)$$

Дифференцируя правую часть выражения (2.1.7) по b/a и приравнявая нулю, находим, что $\lambda_{кр}/b$ достигает своего максимального значения при $b/a = 1,65$, когда $\ln(b/a) = 0,5$. В этом, оптимальном по расширению рабочей полосы случае,

$$a\Omega_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{\epsilon_1}}; \quad \frac{\lambda_{кр}}{\lambda'} = \frac{1,2a}{b} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}. \quad (2.1.8)$$

2.1.4. Энергетические характеристики

Одним из основных параметров электродинамического элемента, характеризующих эффективность взаимодействия электромагнитной волны с диэлектрическими, полупроводящими средами и электронным потоком, является коэффициент взаимодействия $K_{вз}$ [120–122], в частном случае — коэффициент связи K_c [26, 114–119, 123]:

$$K_{вз} = \frac{1}{2P_0\beta} \omega \varepsilon_0 \int_S |E|^2 ds; \quad (2.1.9)$$

$$K_c = \frac{1}{2P_0\beta} \omega \varepsilon_0 \int_S |E_z|^2 ds. \quad (2.1.10)$$

Здесь $|E|$ — модуль амплитуды полного электрического поля волны; $|E_z|$ — модуль продольной составляющей этого поля; s — поперечное сечение рассматриваемой области, P_0 — поток мощности через все поперечное сечение системы.

В рассматриваемом случае малых значений $a\Omega_1$, амплитуда электрического поля E_1 в первой области практически не отличается от продольной составляющей E_{z1} . Поэтому в представляющих практический интерес случаях, когда именно первая область волновода является рабочей, параметры $K_{вз}$ и K_c приблизительно одинаковы. Объясняется это тем, что при малых значениях $r\Omega_1$ радиальная составляющая напряженности электрического поля E_{r1} мала по сравнению с продольной составляющей и определяется приближенным соотношением: $E_{r1} \approx r\pi E_{z1}/\lambda$, где λ — длина плоской волны в среде, заполняющей первую область ($r < a$).

Это позволяет пренебречь потоком мощности в первой области и записать

$$P_0 = \pi \operatorname{Re} \int_a^b r E_{r2} H_{\varphi 2}^* dr. \quad (2.1.11)$$

Пользуясь непрерывностью продольной составляющей электрического поля на границе между областями, напомним

$$E_{z2}(r) \approx E_{z1} \frac{\operatorname{bsn}_0(r\Omega, b\Omega)}{\operatorname{bsn}_0(a\Omega, b\Omega)}, \quad (2.1.12)$$

где $\operatorname{bsn}_0(y, x) = J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)$ — разностный синус [110].

В представляющем практический интерес случае малых значений $a\Omega$, $b\Omega$ функции Бесселя можно заменить приближенными выражениями [109–111] и записать вместо (2.1.12)

$$E_{z2}(r) \approx E_{z1} \frac{\ln(b/r)}{\ln(b/a)}. \quad (2.1.13)$$

Находя с помощью уравнений Максвелла выражения для E_{r2} и $H_{\varphi 2}$,

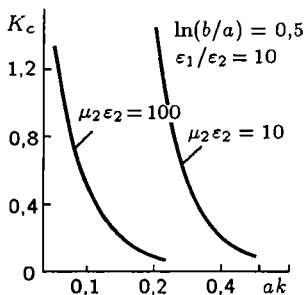


Рис. 2.1.4. Зависимости коэффициента связи K_c от пропорционального частоте параметра ak для значений $\epsilon_2 \mu_2$, равных 10 и 100, при $\epsilon_2/\epsilon_1 = 10$ и $\ln(b/a) = 0,5$

получим с учетом (2.1.11)

$$P_0 = \frac{\pi \omega \epsilon_0 \epsilon_2 \beta (E_{z1})^2}{\Omega_2^4 \ln(b/a)}. \quad (2.1.14)$$

Подставляя полученное выражение для P_0 и интеграл от E_{z1}^2 по поперечному сечению первой области в формулу (2.1.10) для K_c , находим

$$K_c = \frac{\epsilon_1 a^2 \Omega_2^4 \ln(b/a)}{2 \epsilon_2 \beta^2}. \quad (2.1.15)$$

С учетом выражения для $a \Omega_2$, вытекающего из соотношения (2.1.4),

$$K_c = \Omega_2^2 / \beta^2. \quad (2.1.16)$$

Если при этом $\ln(b/a) = 0,5$, то с учетом (2.1.2) получим

$$K_c = \frac{4}{(ak)^2 \epsilon_1 \mu_2 - 4}. \quad (2.1.17)$$

На рис. 2.1.4 приведены построенные с помощью формулы (2.1.17) зависимости K_c от параметра ak для $\epsilon_1/\epsilon_2 = 10$ и произведения $\mu_2 \epsilon_2$, равного 10 и 100, при $\ln(b/a) = 0,5$.

Полученные выражения для коэффициента связи позволяют выбрать размеры волновода и электрические параметры заполняющего его материала, обеспечивающие достаточно высокую эффективность взаимодействия электромагнитной волны с расположенной внутри волновода средой.

Результаты выполненного анализа подтверждают возможность существенного увеличения рабочих длин волн полых волноводов, а также возможность создания на базе волноводов со слоистым заполнением новых эффективных элементов и устройств технологического оборудования для термообработки и контроля различных материалов и изделий, в частности, материалов с большой относительной диэлектрической проницаемостью, например, водных растворов и суспензий [67, 133–135]. Уменьшение рабочей частоты и замедления волны в волно-

водах со слоистым заполнением позволяет аналогично тому, как это имеет место в ЗС, увеличить эффективность взаимодействия со средой, открывая новые перспективы, в частности, при электромагнитном нагреве [54, 59]. Равномерность распределения энергии электрического поля внутри нагревательной камеры увеличивает качество и скорость термообработки, а равномерное распределение энергии электрического или магнитного поля внутри мерного объема увеличивает чувствительность и точность измерений.

2.2. Исследование малогабаритных элементов с использованием радиальных резонаторов на связанных спиралях

В гл. 1 (разд. 1.1 и 1.4) отмечены преимущества элементов и устройств на основе связанных ЗС с точки зрения управления электрическим и магнитным полями замедленной электромагнитной волны и рассмотрены некоторые особенности расчета таких структур. Это позволяет проанализировать ниже возможность создания таких малогабаритных элементов с использованием резонаторов на связанных радиальных арифметических и логарифмических спиралях (рис. 2.2.1, 2.2.2) [40–44].

2.2.1. Исходные соотношения

На рис. 2.2.3 изображены две параллельно расположенные радиальные спирали с одинаковыми по величине, но противоположными по направлению углами намотки ($2b$ — расстояние между спиралями). Предположим, что начало цилиндрической системы координат r, φ, z расположено на одинаковом расстоянии от центров спиралей. Замыкая

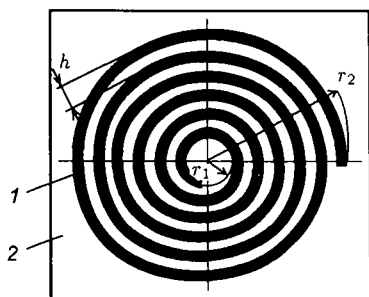


Рис. 2.2.1. Малогабаритный элемент с использованием резонатора на связанных арифметических спиралях: 1 — импедансный проводник; 2 — диэлектрическая подложка

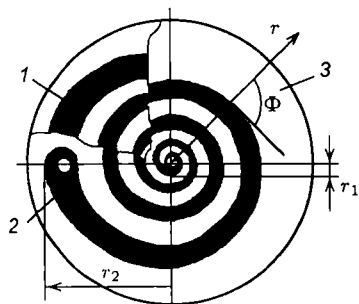


Рис. 2.2.2. Малогабаритный элемент с использованием резонатора на связанных логарифмических спиралях: 1, 2 — импедансные проводники; 3 — диэлектрическая подложка

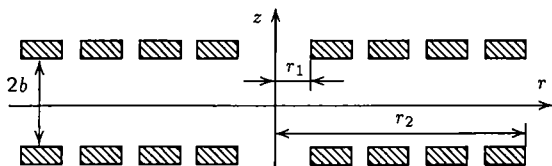


Рис. 2.2.3. Модель радиального резонатора на связанных спиралях

между собой или оставляя разомкнутыми концы обеих спиралей, можно использовать отрезок линии, образованной спиральями, в качестве четвертьволнового, полуволнового и т.д. резонатора. Характеристики такого резонатора как элемента цепи зависят от схемы включения, замедления фазовой скорости n , волнового сопротивления Z_0 и погонного затухания линии, образованной спиральями.

Для того чтобы найти волновое сопротивление, нужно определить величины погонной индуктивности L_0 и погонной емкости C_0 длинной линии, эквивалентной рассматриваемым спиральям.

Как следует из теории длинных линий [105, 136, 137], величины постоянной затухания α , характеризующей экспоненциальное уменьшение сигнала вдоль линии, и волнового сопротивления определяются выражениями:

$$\alpha = R_0/2Z_0; \quad (2.2.1)$$

$$Z_0 = \sqrt{L_0/C_0}, \quad (2.2.2)$$

где R_0 — эквивалентное погонное (вдоль радиуса) сопротивление обоих проводников линии, соединенных последовательно.

Определим замедление n как отношение скорости света к фазовой скорости волны и выразим его через модули L_0 и C_0 :

$$n = \sqrt{\frac{|L_0| |C_0|}{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (2.2.3)$$

Здесь ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Резонансные частоты, как отмечено выше, определяются при выполнении условия четвертьволнового, полуволнового и т.д. резонанса. В случае радиальных резонаторов это условие выполняется при равенстве электрической длины отрезка линии, т.е. набега фазы Θ от внутреннего радиуса r_1 до внешнего радиуса r_2 (рис. 2.2.3), разности корней малого или большого разностных тангенсов, характеризующих зависимости входного сопротивления короткозамкнутого или разомкнутого на внутреннем или внешнем конце отрезка радиальной линии от его электрической длины [125].

Классическое определение собственной добротности резонатора выглядит как умноженное на фазовую постоянную β отношение потока

мощности в линии P к мощности потерь $P_{\text{пот}}$ на единичной длине:

$$Q = \beta P / P_{\text{пот}}. \quad (2.2.4)$$

При малых значениях погонного затухания, когда величина α существенно меньше единицы, отношение $P/P_{\text{пот}}$ можно заменить величиной $1/2\alpha$. В этом случае вместо (2.2.4) получим

$$Q \approx \beta/2\alpha. \quad (2.2.5)$$

При переменных по радиусу параметрах линии среднее значение добротности можно найти, интегрируя величину $1/Q$ по радиусу. В результате получим

$$Q = \frac{r_2 - r_1}{\int_{r_1}^{r_2} \frac{2\alpha}{\beta} dr}. \quad (2.2.6)$$

Считая сопротивление проводников спирали незначительным, найдем величины L_0 и C_0 в предположении идеальной проводимости спиралей, а величину R_0 определим по реальному сопротивлению материала проводников с учетом проникновения электромагнитного поля в металл.

При толщине проводника δ , меньшей толщины скин-слоя, получим для двух спиралей

$$R_0 = \frac{2\rho}{\delta w \cos \Phi}, \quad (2.2.7)$$

где ρ — удельное сопротивление материала проводников; w — ширина проводников; Φ — угол между направлением витков и радиусом спирали. При δ , большей толщины скин-слоя, эффективная толщина становится равной δ_0 , при этом

$$R_0 = \frac{\sqrt{\omega \mu_0 \mu \rho / 2}}{w \cos \Phi}, \quad (2.2.8)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость материала спиралей; ω — угловая частота.

Таким образом, определение добротности резонатора может быть сведено к определению параметров эквивалентной линии L_0 , C_0 , R_0 .

2.2.2. Определение параметров эквивалентной линии

В работе [138] приведены дисперсионное уравнение и выражения для составляющих электрического и магнитного полей волны в радиальной спирали, расположенной между идеально проводящими экранами (рис. 2.2.4), которые позволяют при помощи методики, предложенной в

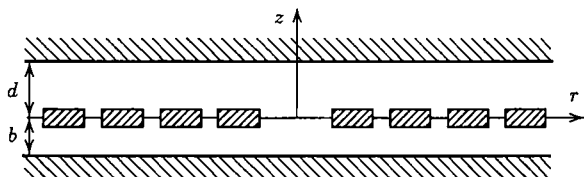


Рис. 2.2.4. Модель радиального резонатора на одиночной спирали с идеально проводящими экранами

работах [83, 85] для цилиндрической спирали, получить выражения для L_0 и C_0 . Величина емкости C_0 может быть определена как сумма емкости C_1 между нижним экраном и спиралью и емкости C_2 между верхним экраном и спиралью. При одинаковых величинах относительной диэлектрической проницаемости в прилегающих к спирали областях:

$$C_1 = 2\pi r \tau \epsilon_0 \operatorname{cth} b\tau; \quad (2.2.9)$$

$$C_2 = 2\pi r \tau \epsilon_0 \operatorname{cth} d\tau, \quad (2.2.10)$$

где b , d — расстояния до нижнего и верхнего экранов; τ — поперечная постоянная, связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k соотношениями

$$\beta^2 = \tau^2 + k^2; \quad k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \quad (2.2.11)$$

Для основной части погонной индуктивности, определяемой азимутальными составляющими токов в проводниках, получено следующее выражение:

$$L = \frac{\mu_0 \operatorname{tg}^2 \Phi}{2\pi r \tau (\operatorname{cth} b\tau + \operatorname{cth} d\tau)}. \quad (2.2.12)$$

При $b = d \rightarrow \infty$ соотношение (2.2.12) принимает вид

$$L = \mu_0 \operatorname{tg}^2 \Phi / (4\pi r \tau).$$

Погонная индуктивность L_0 , как было показано в [83] и разд. 1.4, является суммой основной части индуктивности, определяемой полем поперечных токов, и индуктивности, определяемой запаздыванием потенциала:

$$L_0 = L + \epsilon_0 \mu_0 / C_0. \quad (2.2.13)$$

Выражение (2.2.3) при подстановке в него (2.2.13) примет следующий вид:

$$n = \sqrt{\frac{|L| |C_0|}{\epsilon_0 \mu_0} + 1}. \quad (2.2.14)$$

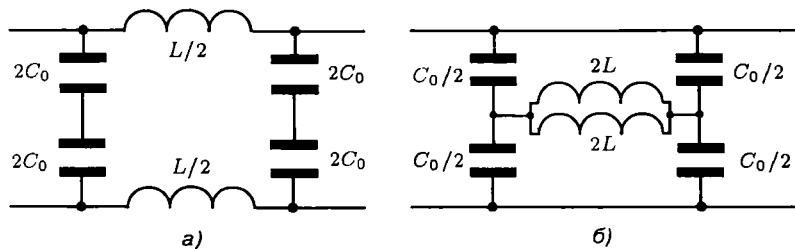


Рис. 2.2.5. Эквивалентные длинные линии, заменяющие модели радиальных резонаторов при противофазном (а) и синфазном (б) возбуждениях

Воспользуемся выражениями (2.2.9)–(2.2.14), описывающими эквивалентные параметры спирали в экранах, для определения эквивалентных параметров двух параллельно расположенных спиралей, различая при этом случаи их противофазного и синфазного возбуждения. При противофазном возбуждении (рис. 2.2.5,а) аксиальные электрические поля обеих спиралей в наружных областях вычитаются, а в области между спиральями складываются. При этом распределение в пространстве аксиальной составляющей напряженности электрического поля будет аналогично распределению, имеющему место при наличии между спиральями идеально проводящего экрана.

Таким образом, эквивалентная емкость каждой из спиралей равна сумме емкостей, определяемой свободным полупространством, с одной стороны, и областью, ограниченной идеально проводящим экраном, который расположен на расстоянии b , — с другой. Полагая, что в выражении (2.2.10) $d \rightarrow \infty$, и суммируя C_1 и C_2 , определим после простейших преобразований величину емкости C_0 связанных спиралей:

$$C_0 = \frac{4\pi r t \epsilon_0}{1 - \exp(-2b\tau)}. \quad (2.2.15)$$

При противофазном возбуждении азимутальные составляющие токов в спиральях будут одинаковы по величине и направлению. Поток индукции магнитного поля, охватывающий витки каждой из спиралей, будет равен сумме полного потока одной из спиралей и той части потока второй спирали, которая проходит через поток первой спирали. Так как напряженность магнитного поля радиальной спирали при отсутствии экрана пропорциональна $\exp(-z\tau)$ [138], то с учетом того, что расстояние между спиральями равняется $2b$, величина магнитного потока, возбуждаемого одной спиралью в другой, уменьшится по сравнению с собственным потоком в $\exp(-2b\tau)$ раз. В результате индуктивность каждого из витков спирали, а следовательно, индуктивность каждой спирали, будет больше по сравнению с индуктивностью одиночной спирали в $1 + \exp(-2b\tau)$ раз.

Определяя величину собственной индуктивности спирали при отсутствии экранов с помощью выражения (2.2.12), т.е. полагая $b = d \rightarrow \infty$, и умножая эту величину на приведенный выше коэффициент, получим суммарную индуктивность обеих спиралей с учетом их взаимоиндукции:

$$L = \frac{\mu_0 \operatorname{tg}^2 \Phi [1 + \exp(-2b\tau)]}{2\pi r \tau}. \quad (2.2.16)$$

При синфазном возбуждении спиралей аксиальные электрические поля складываются снаружи спиралей и вычитаются в области между ними. Соответствующим образом складываются и вычитаются поперечные токи смещения, определяющие емкости снаружи спиралей и между ними. Отношение токов смещения, а следовательно, и емкостей в областях внутри и снаружи спирали будет равно

$$\frac{1 - \exp(-2b\tau)}{1 + \exp(-2b\tau)} = \operatorname{th}(b\tau).$$

Возвратившись к выражениям (2.2.9), (2.2.10) и полагая $d \rightarrow \infty$, найдем, что величина наружной емкости спирали равна $2\pi r \tau \epsilon_0$. Емкость спирали на внутреннюю область можно определить, умножая полученную выше величину на $\operatorname{th}(b\tau)$. Складывая величины обеих емкостей, а затем удваивая их сумму в соответствии со схемой на рис. 2.2.5,б, определим после простейших преобразований суммарную емкость обеих спиралей при синфазном возбуждении:

$$C_0 = \frac{8\pi r \tau \epsilon_0}{1 + \exp(-2b\tau)}. \quad (2.2.17)$$

Так как при синфазном возбуждении спиралей с противоположным направлением намотки азимутальные составляющие токов в спиралях будут противоположны, то распределение аксиальной составляющей напряженности магнитного поля окажется таким же, как если бы на равном расстоянии от спиралей находился идеально проводящий экран. Учитывая, что при синфазном возбуждении индуктивности обеих спиралей включаются параллельно (см. рис. 2.2.5,б), результирующая индуктивность будет равна половине индуктивности одной спирали с одним экраном, расположенным на расстоянии b . Полагая в выражении (2.2.12) $d \rightarrow \infty$, после простейших преобразований получим

$$L = \frac{\mu_0 \operatorname{tg}^2 \Phi [1 - \exp(-2b\tau)]}{8\pi r \tau}. \quad (2.2.18)$$

Таким образом, из выражений (2.2.15)–(2.2.18) следует, что величины погонных емкостей и индуктивности при синфазном возбуждении оказываются меньшими, чем при противофазном.

2.2.3. Выражения для коэффициента замедления и волнового сопротивления

Зная величины L и C_0 , можно определить коэффициент замедления и волновое сопротивление. Подставив параметры резонатора из (2.2.15), (2.2.16) в (2.2.14), получим выражение для замедления при противофазном возбуждении:

$$n = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{cth} b\tau}, \quad (2.2.19)$$

а подставив в (2.2.14) L и C_0 из (2.2.17), (2.2.18), получим выражение для замедления при синфазном возбуждении:

$$n = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{th} b\tau}. \quad (2.2.20)$$

Из выражений (2.2.19) и (2.2.20) следует, что при противофазном возбуждении величина коэффициента замедления будет больше, а при синфазном возбуждении меньше геометрического замедления, равного $1/\cos \Phi$.

Возвратившись к выражению (2.2.2), преобразуем его с помощью (2.2.3) к виду

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}(\varepsilon_0/C_0)n. \quad (2.2.21)$$

Подставив в (2.2.21) параметры C_0 и n из выражений (2.2.15), (2.2.19), получим для противофазного возбуждения спиралей:

$$Z_0(r) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\sqrt{[1 - \exp(-2b\tau)]^2 + \operatorname{tg}^2 \Phi [1 - \exp(-4b\tau)]}}{2\pi r\tau}. \quad (2.2.22)$$

Аналогичным образом с помощью (2.2.17), (2.2.20), (2.2.21) получим выражение для волнового сопротивления при синфазном возбуждении:

$$Z_0(r) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\sqrt{[1 + \exp(-2b\tau)]^2 + \operatorname{tg}^2 \Phi [1 - \exp(-4b\tau)]}}{4\pi r\tau}. \quad (2.2.23)$$

Из (2.2.22) и (2.2.23) следует, что при малых расстояниях между спиральями, когда $b\tau < 1$, волновое сопротивление при синфазном возбуждении оказывается большим, чем при противофазном, и стремится при уменьшении b к величине $60/r\tau$. При противофазном возбуждении волновое сопротивление стремится к нулю по мере сближения спиралей.

2.2.4. Определение резонансных частот

Как было показано в [138], условие короткого замыкания на внешнем конце резонатора, образованного радиальной спиралью, выполняется при равенстве нулю составляющей напряженности электрического

поля E_z по оси z . При постоянном замедлении по радиусу величина E_z определяется следующим выражением:

$$E_z = E_0(\operatorname{ch} z\tau + A \operatorname{sh} z\tau) \left[J_0(r\beta) - \frac{J_0(r_2\beta)}{N_0(r_2\beta)} N_0(r\beta) \right] \exp(j\omega t), \quad (2.2.24)$$

где J_0 , N_0 — функции Бесселя первого и второго рода; E_0 , A — постоянные интегрирования; t — время.

Условие четвертьволнового или кратного ему резонанса заключается в том, что на входе резонатора, т.е. при $r = r_1$, величина E_z достигает максимума, а производная E_z по радиусу равна нулю. Дифференцируя формулу (2.2.24) по r и приравнивая ее нулю при $r = r_1$, получим

$$\frac{J_1(r_1\beta)}{N_1(r_1\beta)} = \frac{J_0(r_2\beta)}{N_0(r_2\beta)}. \quad (2.2.25)$$

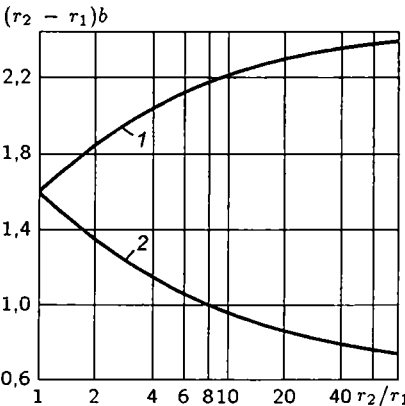
При $r_1 \ll r_2$ корни уравнения (2.2.25) относительно $r_2\beta$ будут близки к корням функции $J_0(\nu_i)$, т.е. к значениям ν_i , равным 2,4; 5,52; 8,65; 11,8 и т.д.

При коротком замыкании на внутреннем конце резонатора (т.е. при $r = r_1$) выражение для E_z будет следующим:

$$E_z = E_0(\operatorname{ch} z\tau + A \operatorname{sh} z\tau) \left[J_0(r\beta) - \frac{J_0(r_1\beta)}{N_0(r_1\beta)} N_0(r\beta) \right] \exp(j\omega t), \quad (2.2.26)$$

Дифференцируя формулу (2.2.26) по r и приравнивая ее нулю при $r = r_2$, получим следующее условие четвертьволнового или кратного ему резонанса:

$$\frac{J_0(r_1\beta)}{N_0(r_1\beta)} = \frac{J_1(r_2\beta)}{N_1(r_2\beta)}. \quad (2.2.27)$$



В отличие от (2.2.25) выполнение условия (2.2.27) при $r_1 \ll r_2$ не зависит от корня какой-либо из входящих в это соотношение функций. На рис. 2.2.6 приведены графические решения уравнений (2.2.25) и (2.2.27), полученные для четвертьволнового резонанса.

В случае холостого хода на внешнем конце резонатора выражение для E_z будет иметь следующий вид:

Рис. 2.2.6. Графическое решение уравнений (2.2.25) (кривая 1) и (2.2.27) (кривая 2) при четвертьволновом резонансе

$$E_z = E_0(\operatorname{ch} z\tau + A \operatorname{ch} z\tau) \left[J_0(r\beta) - \frac{J_1(r_2\beta)}{N_1(r_2\beta)} N_0(r\beta) \right] \exp(j\omega t). \quad (2.2.28)$$

При $E_z = 0$ и при $r = r_1$ определим условие для четвертьволнового и кратного ему резонансов, совпадающее с условием (2.2.27). При холостом ходе на внутреннем конце резонатора и аналогичных допущениях найдем условие, совпадающее с условием (2.2.25).

В общем случае, когда замедление волны зависит от радиуса r , волновое уравнение не может быть решено в таком же виде, как и для случая постоянного замедления. Так, для арифметической спирали с близко расположенным экраном, как это следует из [138], замедление пропорционально радиусу. При этом из условия независимости потока мощности от радиуса r следует, что волновое уравнение можно решить при помощи комбинации экспоненциальных функций с показателями $\pm j2\pi k r^2/h$, где h — шаг спирали. Действительно, если при постоянной скорости распространения волны плотность энергии W_0 уменьшается с увеличением радиуса, то благодаря уменьшению скорости в случае арифметической спирали плотность (а следовательно, и амплитуды составляющих прямой и обратной волн) остаются неизменными от начального до конечного радиусов.

В рассматриваемом случае условием резонанса является равенство набега фазы величинам, кратным $\pi/2$, π и т.д., т.е. условие, имеющее место в обычной однородной линии, с той лишь разницей, что величину набега фазы Θ_i следует определять, интегрируя β от r_1 до r_2 :

$$\Theta_i = \int_{r_1}^{r_2} \beta(r) dr. \quad (2.2.29)$$

Полагая $\beta(r) = 2\pi k r/h$ и выразив волновое число k через частоту f_i , получим с помощью (2.2.29)

$$f_i = \frac{3 \cdot 10^8}{4\pi(r_2^2 - r_1^2)}. \quad (2.2.30)$$

Справедливость проведенных расчетов подтверждается тем, что в случае близко расположенного экрана волна со скоростью света распространяется между проводником спирали и экраном, как по двухпроводной линии. Резонансный спектр такой свернутой линии определяется выражением (2.2.30).

2.2.5. Модель резонатора на связанных логарифмических спиралях

Рассмотрим случай противофазного возбуждения при достаточно сильной связи между спиралями. Так как при малых значениях $b\tau$ величина $\operatorname{cth} b\tau \approx 1/b\tau$, то после простейших преобразований соотношение

(2.2.19) будет выглядеть так:

$$(\tau/k)(n^2 - 1) \approx \text{tg}^2 \Phi / (bk). \quad (2.2.31)$$

Пренебрегая отличием между β и τ и полагая $n \approx \tau/k$, запишем вместо (2.2.31):

$$n \approx \sqrt{\text{tg}^2 \Phi / bk}. \quad (2.2.32)$$

Из условия постоянности угла намотки логарифмической спирали следует, что замедление не зависит от радиуса, оставаясь постоянным по всей длине системы (см. рис. 2.2.2).

При тех же допущениях, что сделаны для (2.2.31), (2.2.32), получим вместо (2.2.22):

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \text{tg} \Phi / \pi k r \sqrt{bk/n}. \quad (2.2.33)$$

При условии, что ширина проводников логарифмических спиралей w пропорциональна радиусу спирали, получим

$$w = 2\pi r \zeta / \text{tg} \Phi. \quad (2.2.34)$$

где ζ — коэффициент заполнения, равный отношению ширины проводника к шагу спирали ($0 < \zeta < 1$).

Подставив (2.2.34) в (2.2.7) и (2.2.8), а также полагая, что $1/\cos \Phi \approx \text{tg} \Phi$, получим для тонких проводников:

$$R_0 = (\rho \text{tg}^2 \Phi) / (\pi r \delta \zeta), \quad (2.2.35)$$

а для толстых проводников:

$$R_0 = \frac{\sqrt{\omega \mu_0 \mu \rho / 2} \text{tg}^2 \Phi}{2\pi r \zeta}. \quad (2.2.36)$$

Заменив в (2.2.1) параметры R_0 и Z_0 на параметры из выражений (2.2.33)–(2.2.36), запишем, что при $\delta < \delta_0$

$$2\alpha = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} (k \rho \text{tg} \Phi) / (\delta \zeta) \sqrt{n/bk}, \quad (2.2.37)$$

при $\delta > \delta_0$

$$2\alpha = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} (k \sqrt{\omega \mu_0 \mu \rho / 2} \text{tg}^2 \Phi / 2\zeta) \sqrt{n/bk}. \quad (2.2.38)$$

В силу независимости параметра α от r для расчета добротности можно в обоих случаях воспользоваться выражением (2.2.5), из которого с учетом (2.2.32) получим для тонких проводников

$$Q = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} (\delta \zeta / \rho) \sqrt[3]{bk / \text{tg}^2 \Phi}, \quad (2.2.39)$$

а для толстых проводников

$$Q = \sqrt[4]{\mu_0/\epsilon_0} 2\zeta \sqrt{2/\mu\rho} \sqrt[3]{b/(k)^{-1/2} \operatorname{tg}^2 \Phi}. \quad (2.2.40)$$

Из выражения (2.2.40) следует, что в случае толстых проводников добротность практически не зависит от частоты, увеличиваясь с ее уменьшением пропорционально корню шестой степени. При фиксированной частоте ($k = \text{const}$) добротность увеличивается с уменьшением угла Φ и увеличением расстояния между спиральями. Однако при этом уменьшается замедление и увеличиваются резонансные размеры структуры.

Из соотношений (2.2.25), (2.2.27), (2.2.29) следует, что при величине начального радиуса спиралей r_1 , близкой к нулю, величина фазового набега $r_2\beta$, соответствующая первому четвертьволновому резонансу, приблизительно равна 2,4 радиана при коротком замыкании на внешнем конце и 0,8 радиана при замыкании на внутреннем конце резонатора. Увеличение в первом и уменьшение набега фазы во втором случае по сравнению с $\pi/2$ в однородных линиях аналогичны соединению двух отрезков линий с разными волновыми сопротивлениями. Действительно, если заменить радиальную линию двумя равными по длине отрезками с волновыми сопротивлениями Z_1 и Z_2 , находящимися на расстоянии $r_2/4$ и $3r_2/4$ от центра резонатора, то резонансный набег фазы в таком резонаторе с квазистационарными параметрами оказывается равным 2,1 при коротком замыкании на конце участка с меньшим волновым сопротивлением и 1,05 при коротком замыкании в центре резонатора. Отличие резонансных набегов фазы от реального набега уменьшается при замене системы четырьмя отрезками линий и т.д. Таким образом, полагая $r_2\beta = 2,4$ в одном случае и $r_2\beta = 0,8$ в другом, найдем с учетом выражения (2.2.32), что при коротком замыкании на внешнем конце резонансная частота первого четвертьволнового резонатора на связанных логарифмических спиральях

$$f_1 = \frac{1,78 \cdot 10^8 \sqrt{b}}{r_2^{3/2} \operatorname{tg} \Phi}. \quad (2.2.41)$$

При коротком замыкании в центре

$$f_1 = \frac{3,42 \cdot 10^7 \sqrt{b}}{r_2^{3/2} \operatorname{tg} \Phi}. \quad (2.2.42)$$

Следует отметить, что при конечном значении начального радиуса r_1 уменьшается разница между резонансными частотами. Так при $r_1/r_2 = 5$ численный коэффициент в (2.2.41) уменьшается до $1,46 \cdot 10^8$, а в (2.2.42) увеличивается до $0,55 \cdot 10^8$.

2.2.6. Модель резонатора на связанных арифметических спиралях

Арифметическая спираль характеризуется постоянным шагом и возрастающим с увеличением радиуса тангенсом угла намотки, который определяется как $2\pi r/h$ (см. рис. 2.2.1). При условии противофазного возбуждения, малых значений $b\tau$ и достаточно большого замедления выражения (2.2.32), (2.2.33) можно записать в виде

$$n = \sqrt[3]{\frac{(2\pi r)^2}{bkh^2}}; \quad (2.2.43)$$

$$Z_0 = 2\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sqrt[3]{\frac{b^2}{2\pi rkh^2}}. \quad (2.2.44)$$

Из (2.2.43) следует, что в отличие от арифметической спирали с экраном, у которой замедление пропорционально радиусу, в связанных арифметических спиралях замедление пропорционально $r^{2/3}$. Следовательно, как это вытекает из теоремы о постоянстве потока мощности, амплитуды составляющих поля бегущих волн должны быть обратно пропорциональны $r^{1/6}$. Таким образом, корень волнового уравнения в рассматриваемом случае представляет собой сумму прямой и обратной волн, описываемых функциями с зависимостью от радиуса, близкой к $r^{1/6} \exp(\pm j2\pi kr^{5/3}/h)$. Так как волновое сопротивление при этом обратно пропорционально $r^{1/3}$, то поле, образованное стоячими волнами, будет иметь набег фазы между узлами, отличный от $\pi/2$. При замене спирали двумя отрезками однородных линий с волновыми сопротивлениями Z_1 и Z_2 , величины которых определяются при $r = r_2/4$ и $r = 3r_2/4$, набег фазы, соответствующий первому четвертьволновому резонансу, должен составлять примерно 1,7 радиана при коротком замыкании внешних и примерно 1,4 радиана при коротком замыкании внутренних концов спиралей.

Полагая соответствующие второму, третьему и четвертому резонансам набег фазы равными π , а начальный радиус r_1 равным нулю, и интегрируя фазовую постоянную β от нуля до r_2 , получим

$$(1,7 \text{ или } 1,4) + (i-1)\pi = \frac{3(2\pi k)^{2/3} r_2^{5/3}}{5h^{2/3} b^{1/3}}; \quad i = 1, 2, 3... \quad (2.2.45)$$

Выразив в (2.2.45) волновое число через резонансную частоту f , получим после простейших преобразований

$$f_i = 1,6 \cdot 10^7 [(1,7 \text{ или } 1,4) + (i-1)\pi]^{3/2} \frac{hb^{1/2}}{r_2^{5/2}}. \quad (2.2.46)$$

Для первого резонанса при коротком замыкании снаружи

$$f_1 = 3,55 \cdot 10^7 \frac{hb^{1/2}}{r_2^{5/2}}, \quad (2.2.47)$$

а при коротком замыкании в центре

$$f_1 = 2,65 \cdot 10^7 \frac{hb^{1/2}}{r_2^{5/2}}. \quad (2.2.48)$$

Из сравнения (2.2.41) и (2.2.47) следует, что при одинаковых внешних радиусах r_2 и углах намотки Φ , а также при $r = r_2/2$ и коротком замыкании внешних концов спиралей резонансная частота логарифмических спиралей в 1,6 раза превышает резонансную частоту арифметических спиралей. Аналогично из сравнения (2.2.42) и (2.2.48) следует, что при коротком замыкании в центре резонатора резонансная частота логарифмических спиралей в 2,4 раза ниже резонансной частоты арифметических спиралей.

Обозначая отношение ширины проводников w к шагу h через ζ , определим величину эквивалентного сопротивления для тонких проводников

$$R_0 = \frac{\rho 4\pi r}{\delta \zeta h^2}, \quad (2.2.49)$$

и для толстых проводников

$$R_0 = \frac{\sqrt{\omega \mu_0 \mu 2\rho} 2\pi r}{\zeta h^2}. \quad (2.2.50)$$

Далее с помощью (2.2.1), (2.2.44), (2.2.49), (2.2.50) после простейших преобразований получим, что в случае тонких проводников

$$2\alpha = \frac{\rho}{\delta \zeta} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sqrt[3]{\frac{(2\pi r)^4}{b^2 h^4}}, \quad (2.2.51)$$

а в случае толстых проводников

$$2\alpha = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sqrt[3]{\frac{(2\pi r)^4 k^{5/2}}{b^2 h^4}} \sqrt{\frac{\rho \mu}{2\zeta^2}}. \quad (2.2.52)$$

Возвратившись к выражению (2.2.43) и полагая в (2.2.6) $\beta = \pi k$, $r_1 = 0$, запишем с учетом (2.2.52) следующее выражение для добротности в случае толстых проводников:

$$Q = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{\frac{2\zeta^2}{\rho \mu}} \sqrt[3]{\frac{bh^2}{(2\pi r_2)^2 k^{-1/2}}} \cdot \frac{5}{3}. \quad (2.2.53)$$

Из сравнения выражений (2.2.40) и (2.2.53) следует, что при одинаковых габаритах резонаторов и угле намотки логарифмических спи-

ралей Φ , равном углу намотки арифметических спиралей при $r = r_2/2$, добротность резонатора на логарифмических спиралях в 1,25 раза превышает добротность резонатора на арифметических спиралях при коротком замыкании внешних концов спиралей и в 1,5 раза при коротком замыкании внутренних концов спиралей.

Реальные конструкции резонаторов могут отличаться от расчетной модели, в частности, наличием диэлектрика в зазоре между спиралью, что приводит к увеличению погонной емкости C_0 и равносильно уменьшению величины b в ε раз.

В качестве примера рассмотрим резонатор на связанных логарифмических спиралях, имеющих следующие геометрические размеры: $\text{tg } \Phi = 10$, $r_1 = 0$, $r_2 = 10^{-2}$ м², $\rho = 1,75 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\mu = 1$, $\zeta = 0,5$.

Подставив указанные значения в формулы (2.2.40) и (2.2.42), определим, что низшая резонансная частота будет равна 34,5 МГц, а добротность — 2196. Проведенные экспериментальные исследования макетов таких резонаторов, выполненных на подложках из ситалла, отличаются от расчетных значений не более чем на 10 %.

Итоги данной работы позволяют сделать несколько выводов, полезных при расчетах и конструировании рассматриваемых структур [43]:

1. При близких геометрических размерах резонаторы на связанных логарифмических и арифметических спиралях имеют относительно близкие резонансные частоты и добротности. При этом наилучшими оказываются параметры резонатора на логарифмических спиралях в режиме короткого замыкания в центре.

2. Проводники спиралей резонатора должны быть по возможности более широкими (большое значение w), что уменьшает межвитковые расстояния и снижает сопротивление потерь.

3. С ростом относительной диэлектрической проницаемости подложки и уменьшением зазора между спиралью, межвитковая емкость возрастает, что приводит к снижению резонансной частоты и увеличению реактивного сопротивления структуры.

4. Резонаторы с большим числом витков спиралей имеют более высокое значение добротности, поэтому из-за наличия межвитковой емкости собственная резонансная частота системы снижается.

5. При равных внешних диаметрах спиралей добротность резонатора на круглых спиралях немного выше, чем на прямоугольных (примерно на 10 %), хотя индуктивность существенно выше (примерно на 20 %).

6. Масштабное моделирование резонаторов на связанных спиралях может быть выполнено с сохранением резонансной частоты при квадратичном увеличении шага спиралей.

2.3. Исследование малогобаритных элементов на основе резонаторов с квазисосредоточенными параметрами

2.3.1. Исходные соотношения

В разд. 2.1 и 2.2 настоящей главы отмечено, что последовательные соединения отрезков СВЧ-трактов с разными волновыми сопротивлениями позволяют существенно увеличить или уменьшить их общую электрическую длину и создавать малогобаритные радиоволновые элементы на базе объемных резонаторов с квазисосредоточенными параметрами. Теория таких резонаторов разработана М.С. Нейманом [105]. Линейные размеры резонатора с квазисосредоточенными параметрами для основного типа колебаний оказываются значительно меньше длины волны [102–104, 139–142]. Это обстоятельство позволяет производить расчет эквивалентных параметров структуры благодаря практически полному разделению электрического и магнитного полей с помощью квазистатических приближений (без учета запаздывания потенциала) т.е. как для постоянных полей. Ниже при рассмотрении таких структур будем пользоваться термином «квазирезонатор».

Уменьшить резонансные размеры квазирезонатора можно применяя ЗС. Так как волновое сопротивление ЗС можно менять в более широких пределах, чем в случае волноводов или коаксиальных трактов, то практический интерес представляет рассмотрение возможности дополнительного уменьшения размеров резонаторов на ЗС путем соединения отрезков с разными волновыми сопротивлениями [40].

Существенное уменьшение резонансных размеров позволяет ограничиться представляющим наибольший практический интерес случаем относительно низких частот, когда продольный ток смещения мал по сравнению с токами в проводниках и волновое сопротивление можно определить, достаточно точно пользуясь выражениями (1.4.33)–(1.4.35):

$$Z_0 = 377n\epsilon_0/C_0, \quad (2.3.1)$$

где n — коэффициент замедления структуры; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; C_0 — погонная емкость, определяемая как статическая емкость между разноименными электродами ЗС на единице ее длины.

Рассмотрим отрезок ЗС длиной l . При неизменном по длине отрезка волновом сопротивлении его резонансная длина при коротком замыкании на одном конце и режиме холостого хода на другом определяется соотношением

$$4nl = \lambda_p,$$

где λ_p — резонансная длина волны.

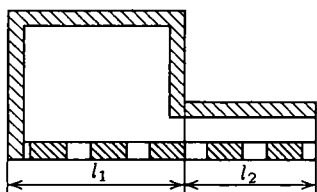


Рис. 2.3.1. Последовательное соединение отрезков ЗС длиной l_1 и l_2 с волновыми сопротивлениями $Z_1 \gg Z_2$

Рассмотрим два последовательно соединенных отрезка ЗС длиной l_1 и l_2 (рис. 2.3.1), причем первый из них замкнут на свободном конце, второй длиной l_2 разомкнут. Положим, что волновое сопротивление первого отрезка Z_1 существенно больше волнового сопротивления Z_2 второго отрезка. Если при этом электрическая длина каждого из отрезков меньше 0,3, то распределение поля по длине каждого из них почти однородно, и резонансная длина волны λ_p определяется соотношением

$$\lambda_p^2 = (2\pi)^2 Z_1 n_1 n_2 l_1 l_2 / Z_2, \quad (2.3.3)$$

где n_1, n_2 — коэффициенты замедления волны в первом и втором отрезках соответственно. Выражая в (2.3.3) Z_1, Z_2 с помощью (2.3.1) через n_1, n_2, C_1, C_2 , где C_1, C_2 — погонные емкости первого и второго отрезка, получаем

$$\lambda_p = 2\pi n_1 \sqrt{l_1 l_2 C_2 / C_1}. \quad (2.3.4)$$

Из (2.3.4) следует, что λ_p не зависит от замедления волны в отрезке с меньшим волновым сопротивлением и пропорциональна корню квадратному из отношения емкостей C_2/C_1 . Дифференцируя (2.3.4), находим, что при постоянной суммарной длине отрезков резонансная длина волны максимальна при одинаковых длинах отрезков.

Полагая $l_1 = l_2 = l/2$, получим вместо (2.3.4)

$$\lambda_p = \pi n_1 l \sqrt{C_2 / C_1}. \quad (2.3.5)$$

Из сравнения (2.3.5) и (2.3.2) следует, что последовательное соединение отрезков ЗС с разными волновыми сопротивлениями и отношением C_2/C_1 большим $8/\pi^2$, приводит к увеличению резонансной длины волны по сравнению со случаем однородного отрезка ЗС. При меньших значениях C_2/C_1 , в частности $C_2 = C_1$, невозможно обеспечить малое значение электрической длины одновременно обоих отрезков ЗС, и уравнение для резонансной длины волны будет следующим:

$$\frac{Z_2}{Z_1} = \operatorname{tg} \frac{2\pi l_1 n_1}{\lambda_p} \operatorname{tg} \frac{2\pi l_2 n_2}{\lambda_p}. \quad (2.3.6)$$

Если при этом $C_2 = C_1$, то с учетом (2.3.1) получим вместо (2.3.6)

$$\frac{n_2}{n_1} = \operatorname{tg} \frac{2\pi l_1 n_1}{\lambda_p} \operatorname{tg} \frac{2\pi l_2 n_2}{\lambda_p}. \quad (2.3.7)$$

Полагая малой электрическую длину второго отрезка, т.е. $2\pi l_2 n_2 / \lambda_p < 0,3$, после замены в правой части (2.3.7) второго тангенса его аргументом получаем

$$\lambda_p = 2\pi l_2 n_1 \operatorname{tg}(2\pi l_1 n_1 / \lambda_p). \quad (2.3.8)$$

Из анализа выражения (2.3.8) следует, что при $l_1 + l_2 = \text{const}$ резонансная длина волны максимальна при $l_2 = 0$ и определяется выражением (2.3.2). Это означает, что соединение отрезков ЗС с разным волновым сопротивлением при одинаковых значениях погонной емкости не позволяет уменьшить длину образованного ими резонатора. Его длина оказывается даже больше четвертьволнового отрезка однородной ЗС с тем же замедлением, что и короткозамкнутый отрезок. Однако увеличение длины резонатора незначительно. Так, при $2\pi l_1 n_1 = \pi \lambda_p / 4$; $\lambda_p = 2\pi l_2 n_1$ или

$$\lambda_p = 8n_1 l / (1 + \pi/4), \quad (2.3.9)$$

где $l = l_1 + l_2$; $l_1 = \pi l_2 / 4$.

Если при этом отрезок с меньшим волновым сопротивлением выполнить в виде обычного тракта без замедления, т.е. положить $n_2 = 1$, то небольшое увеличение длины окупится уменьшением потерь в резонаторе благодаря уменьшению активного сопротивления этого отрезка.

2.3.2. Модели резонаторов из цилиндрической спирали с экраном и связанных цилиндрических спиралей

Для подтверждения правильности выражений, полученных выше, рассмотрим отрезок цилиндрической спирали радиусом b (рис. 2.3.2), соединенный с металлическим цилиндром радиусом $a > b$. Длина спирали и цилиндра одинакова и равна $l/2$. Снаружи спирали и цилиндра, коаксиально им, расположен металлический экран с радиусом d . Шаг спирали h . Будем считать, что ширина проводников спирали $h/2$ и, следовательно, погонная емкость C_1 первого участка резонатора, образованного спиралью

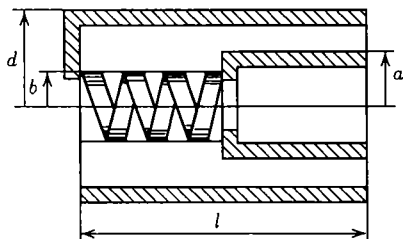


Рис. 2.3.2. Модель резонатора с квазисосредоточенными параметрами на основе цилиндрической спирали с экраном

и экраном, вдвое меньше, чем емкость между коаксиально расположенными цилиндрами:

$$C_1 \approx \pi \varepsilon_0 / \ln(d/b). \quad (2.3.10)$$

Погонная емкость C_2 второго участка резонатора определяется выражением

$$C_2 = 2\pi \varepsilon_0 / \ln(d/a). \quad (2.3.11)$$

Замедление волны в спирали n_1 будем считать равным $2\pi b/h$. Подставив это значение n_1 и значения C_1 , C_2 из (2.3.10), (2.3.11) в (2.3.5), получим

$$\lambda_p = (2\pi)^2 \frac{bl}{h} \sqrt{\frac{\ln(d/b)}{2 \ln(d/a)}}. \quad (2.3.12)$$

Задавая значениями $d/b = 1,4$, $d/a = 1,05$ и $2\pi b/h = 10$, с помощью (2.3.12) находим $\lambda_p = 11,5l$.

Практический интерес представляет анализ квазирезонатора на связанных ЗС.

Заменим в рассматриваемом примере участок экрана (над спиралью) другой спиралью с равным по величине, но противоположным по направлению углом намотки. При относительно небольшом зазоре между спиральями замедление волны в связанных спиральях определяется [41, 154–155] выражением

$$n_1 = \frac{4\pi b}{h} \sqrt{\frac{I_1(b\tau)K_1(b\tau)}{\ln(d/b)}}, \quad (2.3.13)$$

где $I_1(b\tau)$; $K_1(b\tau)$ — модифицированные функции Бесселя; τ — поперечная постоянная распространения, приблизительно равная $2\pi n_1/\lambda$.

При относительно низких частотах, когда $b\tau \ll 1$,

$$n_1 \approx (2\pi b/h) \sqrt{2/\ln(d/b)}. \quad (2.3.14)$$

Погонная емкость между спиральями уменьшится еще приблизительно вдвое, и вместо (2.3.10) напишем

$$C_1 \approx \pi \varepsilon_0 / [2 \ln(d/b)]. \quad (2.3.15)$$

Подставляя в выражение (2.3.5) n_1 из (2.3.14), C_1 из (2.3.15) и C_2 из (2.3.11), получаем

$$\lambda_p = (2\pi)^2 (bl/h) \sqrt{2/\ln(d/a)}. \quad (2.3.16)$$

Полагая в (2.3.16) $2\pi b/h = 10$ и $d/a = 1,05$, получаем $\lambda_p = 400l$.

Если в выражении (2.3.14) положить $d/b = 1,05$ и $2\pi b/h = 10$ и воспользоваться выражением (2.3.2) для однородной ЗС, то резонанс-

ная длина волны окажется приблизительно такой же. Однако при этом добротность резонатора, вследствие существенно меньшего сопротивления, также будет меньше.

2.3.3. Модели резонаторов на радиальной спирали с экраном и связанных радиальных спиралей

Печатная технология конструкций радиотехнических систем [143] позволяет создавать квазирезонаторы на основе параллельно расположенных радиальных спиралей с противоположным направлением намотки или одиночной спирали с экраном. Следует отметить, что микроминиатюризация таких квазирезонаторов может быть выполнена практически без изменения добротности.

Рассмотрим вначале одиночную логарифмическую спираль с экраном, отстоящим от спирали на расстояние b . В центре спирали расположен металлический круг с радиусом r_1 . Внешний радиус спирали r_2 , причем $r_2 = 2r_1$ (рис. 2.3.3). Спираль на периферии замкнута на экран.

Погонная емкость участка резонатора, образованного спиралью и экраном, определяется [138] выражением

$$C_1 = 2\varepsilon_0 \varepsilon \pi r \tau (\operatorname{cth} b\tau + 1), \quad (2.3.17)$$

где r — текущий радиус.

Погонная емкость второго участка резонатора, образованного металлическим кругом и экраном, определяется площадью металлического круга и рассчитывается по формуле

$$C_2 = 2\varepsilon_0 \varepsilon \pi r / b. \quad (2.3.18)$$

Замедление электромагнитной волны в такой спирали

$$n = \operatorname{tg} \Phi, \quad (2.3.19)$$

где Φ — угол между направлением витков и радиусом спирали.

Подставляя (2.3.17)–(2.3.19) в формулу (2.3.5), получаем

$$\lambda_p = \pi r_2 \operatorname{tg} \Phi \sqrt{1/[b\tau(\operatorname{cth} b\tau + 1)]}. \quad (2.3.20)$$

При $\operatorname{tg} \Phi = 10$ и $b\tau = 0,01$ по формуле (2.3.20) находим $\lambda_p = 62,52r_2$.

Проанализируем квазирезонатор на связанных спиралей. Рассмотрим две радиальные логарифмические спирали с одинаковыми по величине, но противоположными по направлению углами намотки, расположенные параллельно на расстоянии b друг от друга. В центрах обеих спиралей расположены металлические круги радиусом r_1 (рис. 2.3.4).

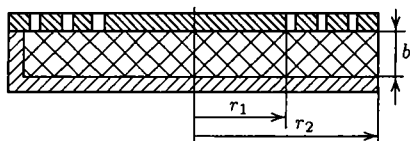


Рис. 2.3.3. Модель резонатора с квазисосредоточенными параметрами на основе одиночной радиальной спирали с экраном

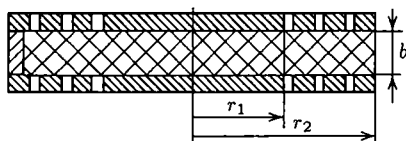


Рис. 2.3.4. Модель резонатора с квазисосредоточенными параметрами на основе связанных радиальных спиралей

Закорачивая концы спиралей с внешним радиусом r_2 , получаем четвертьволновый квазирезонатор, считая $r_2 = 2r_1$.

Погонная емкость участка между спиральями уменьшится почти вдвое, и вместо (2.3.17) запишем

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon \pi r \tau (\operatorname{cth} b\tau + 1). \quad (2.3.21)$$

Замедление волны в связанных логарифмических спиральях определяется [41] выражением:

$$n = \operatorname{tg} \Phi \sqrt{1 + \operatorname{cth} b\tau}. \quad (2.3.22)$$

Используя (2.3.18), (2.3.21), (2.3.22), получаем:

$$\lambda_p = \pi r_2 \operatorname{tg} \Phi \sqrt{2/b\tau}. \quad (2.3.23)$$

Задаваясь в (2.3.23) значениями $\operatorname{tg} \Phi = 10$ и $b\tau = 0,01$, находим $\lambda_p = 444,28r_2$, что почти в семь раз больше значения, полученного из (2.3.20) для одиночной спирали с экраном.

2.3.4. Расчет добротности

Для достижения максимальной добротности рассмотренных выше квазирезонаторов их параметры необходимо оптимизировать.

Известно, что уменьшение волнового сопротивления отрезка ВЧ-тракта при неизменном сопротивлении проводников приводит к увеличению тока в них и, следовательно, потерь [102–105, 139–142]. В то же время рост волнового сопротивления за счет увеличения замедления структуры может сопровождаться повышением потерь из-за увеличения погонного сопротивления проводников [88]. Устранить указанную неоднозначность при оптимизации волнового сопротивления структуры позволяет проведенный ниже анализ.

Если резонатор образован четвертьволновым отрезком однородной ЗС длиной l , то его собственную добротность Q можно найти с помощью соотношения (1.4.29):

$$Q = \pi Z_0 / 2R_0 l, \quad (2.3.24)$$

где R_0 — активное погонное сопротивление; Z_0 — волновое сопротивление.

При определении добротности резонатора, образованного двумя последовательно соединенными отрезками ЗС, следует складывать потери в обеих системах. В силу конструктивных особенностей квазирезонатора погонное сопротивление его емкостной части существенно меньше сопротивления индуктивной части; при этом ток в емкостной части также меньше, чем в индуктивной, поэтому при расчете добротности квазирезонатора можно ограничиться учетом только последнего. Если пренебречь потерями в окружающей резонатор среде, то собственная добротность квазирезонатора с одинаковыми в обеих его частях погонными емкостями C_1 и C_2 будет в $4/\pi$ раз меньше, чем добротность однородного отрезка ЗС [144]:

$$Q = \pi^2 Z_1 / 8R_1 l, \quad (2.3.25)$$

где Z_1 — волновое сопротивление; R_1 — погонное сопротивление короткозамкнутого участка квазирезонатора; l — полная длина квазирезонатора.

Если погонная емкость разомкнутого участка C_2 больше погонной емкости короткозамкнутого участка C_1 , то в силу уменьшения резонансной длины квазирезонатора в $(C_2/C_1)^{-1/2}$ раз и, следовательно, снижения потерь, во столько же увеличится его добротность:

$$Q = \frac{\pi^2 Z_1 \sqrt{C_2}}{8R_1 l \sqrt{C_1}}. \quad (2.3.26)$$

С учетом выражения для волнового сопротивления (2.3.1) получим вместо (2.3.26)

$$Q = \frac{465 n_1 \varepsilon_0 \sqrt{C_2}}{R_1 l \sqrt{C_1^3}}, \quad (2.3.27)$$

где n_1 и C_1 — коэффициент замедления и погонная емкость индуктивной части квазирезонатора соответственно.

Выражая l в (2.3.27) через резонансную длину волны структуры λ_p (2.3.5), получим

$$Q = \frac{1,46 \cdot 10^3 n_1^2 \varepsilon_0 C_2}{R_1 \lambda_p C_1^2}, \quad (2.3.28)$$

В качестве примеров проанализируем вначале модели рассмотренных ранее квазирезонаторов, основанные на цилиндрических спиралях.

Для модели квазирезонатора на базе цилиндрической спирали с экраном (рис. 2.3.2), подставляя в (2.3.28) выражения (2.3.10)–(2.3.12),

с учетом (2.3.5) находим

$$Q = \frac{116(d^2 - b^2) \operatorname{tg}^2 \Phi \ln(d/b)}{d(d-a)R_1 \lambda_p}, \quad (2.3.29)$$

В случае квазирезонатора на основе связанных цилиндрических спиралей при сохранении тех же соотношений для емкостей C_1 и C_2 (2.3.10), (2.3.11) погонная индуктивность возрастет, что приведет к соответствующему увеличению замедления. Анализ связанных спиралей, проведенный в разд. 2.2, показал, что при относительно низких частотах и малом зазоре между спиральями, замедление увеличивается вдвое по сравнению со случаем спирали с продольно-проводящим экраном того же радиуса, что и внешняя спираль. Это приводит к уменьшению длины l вдвое и увеличению добротности Q . Однако так как сопротивление R_1 также увеличится вдвое по сравнению с сопротивлением одиночной спирали в квазирезонаторе с продольно-проводящим экраном, добротность, как это следует из формулы (2.3.28), возрастет не в четыре, а в два раза:

$$Q = \frac{232d \operatorname{tg}^2 \Phi \ln(d/b)}{(d-a)R_1 \lambda_p}. \quad (2.3.30)$$

Анализ модели квазирезонатора на базе одиночной логарифмической спирали с экраном (рис. 2.3.3) с учетом соотношений (2.3.5) и (2.3.17)–(2.3.20) позволяет получить следующее выражение для собственной добротности:

$$Q = \frac{1,46 \cdot 10^3 \operatorname{tg}^2 \Phi}{R_1 \lambda_p 2b \varepsilon \pi r \tau^2 (\operatorname{cth} b\tau + 1)^2}, \quad (2.3.31)$$

Проанализируем также квазирезонатор на связанных радиальных логарифмических спиралях (рис. 2.3.4). Также как в случае связанных цилиндрических спиралей при малом расстоянии b и относительно низких частотах замедление увеличивается вдвое по сравнению с квазирезонатором на базе одиночной логарифмической спирали с экраном, обладающим только радиальной проводимостью, и определяется выражением (2.3.22).

При этом погонная емкость участка между спиральями уменьшится вдвое, а добротность квазирезонатора увеличивается на ту же величину:

$$Q = \frac{2,92 \cdot 10^3 \operatorname{tg}^2 \Phi}{R_1 \lambda_p b \varepsilon \pi r \tau^2 (\operatorname{cth} b\tau + 1)}, \quad (2.3.32)$$

Возвращаясь к формулам (2.3.24) и (2.3.1) с учетом выражения

(2.3.5), можно найти

$$Q = \frac{2367\pi_1^2 \epsilon_0}{R_1 \lambda_p C_1}. \quad (2.3.33)$$

Тогда для цилиндрической спирали в изотропном экране получим с помощью (2.3.10)–(2.3.12)

$$Q = \frac{337(d^2 - b^2) \text{tg}^2 \Phi}{2d^2 R_1 \lambda_p}. \quad (2.3.34)$$

Из сравнения (2.3.34) и (2.3.29) следует, что при одном и том же зазоре между спиралью и экраном, одной и той же резонансной длине волны λ_p и одним и тем же погонном сопротивлении R_1 добротность квазирезонатора больше в $0,6d/(d - a)$ раз, чем добротность однородного отрезка ЗС. При этом его длина l меньше в $(\pi/4)[d \ln(d/b)/(d - a)]^{-1/2}$ раз. При близких значениях b и d этот коэффициент равен $(\pi/4)[(d - b)/(d - a)]^{-1/2}$.

2.3.5. Модель устройства для согласования модулей технологических установок

Анализ свойств радиоволновых цепей с распределенными постоянными [145], в частности резонансных отрезков ВЧ и СВЧ трактов [136, 137], показывает широкие возможности таких цепей при создании различных функциональных элементов и устройств. В отличие от пассивных устройств на сосредоточенных параметрах, указанные выше устройства существенно проще по конструкции и допускают большее разнообразие комбинаций и свойств. Однако большие резонансные размеры таких элементов на высоких частотах ограничивают возможности их применения в технологических установках для производства материалов и изделий [3, 5, 6, 7–12].

Понизить резонансные частоты радиоволновых элементов при сохранении размеров возможно либо применяя ЗС [40], либо, как это показано ниже на примере устройства для согласования модулей технологических установок, используя свойства последовательно включенных отрезков тракта с существенно разными волновыми сопротивлениями. Еще больший эффект достигается путем комбинации этих двух приемов [151]. Так как уменьшение размеров такого согласующего устройства происходит благодаря тем же физическим эффектам, что и уменьшение размеров резонаторов с квазисосредоточенными параметрами.

В СВЧ технике хорошо известно согласующее свойство четвертьволнового отрезка линии передачи, включенного между активными сопротивлениями существенно разной величины [136, 137, 145, 148–150]. Однако длина такого четвертьволнового трансформатора оказывается

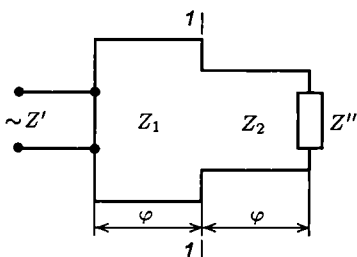


Рис. 2.3.5. Модель устройства для согласования модулей технологических установок на основе резонатора с квазисосредоточенными параметрами

слишком большой при работе на относительно низких частотах. Особенно неприемлемым это становится при необходимости расширения полосы согласования, когда используют несколько последовательно соединенных отрезков.

В СВЧ технике также хорошо известен эффект уменьшения длины резонатора при последовательном соединении короткозамкнутого отрезка линии с большим волновым сопротивлением и разомкнутой на конце линии с малым волновым сопротивлением [102–

104, 139–142, 146, 147]. Именно этот эффект и позволяет уменьшить длину трансформатора, заменив один четвертьволновый отрезок двумя с существенно разными волновыми сопротивлениями [40, 144, 151].
Рассмотрим два последовательно соединенных отрезка линии передачи с действительными волновыми сопротивлениями Z_1 и Z_2 (рис. 2.3.5). Оба отрезка имеют одинаковую электрическую длину φ и соединены с разными по величине активными сопротивлениями — Z' и Z'' . Положим

$$Z_1, Z'' > Z_2, Z'. \quad (2.3.35)$$

В этом случае входное сопротивление $Z'_{\text{вх}}$ левого отрезка в плоскости 1-1, нагруженного на сопротивление Z' при его электрической длине меньшей $\pi/2$ и выполнении условия (2.3.35), имеет индуктивную добавку к действительной части

$$Z'_{\text{вх}} = Z' \frac{1 + j(Z_1/Z') \operatorname{tg} \varphi}{1 + j(Z'/Z_1) \operatorname{tg} \varphi}. \quad (2.3.36)$$

Аналогично, в той же плоскости 1-1 входное сопротивление $Z''_{\text{вх}}$ правого отрезка, нагруженного на сопротивление Z'' имеет емкостную добавку

$$Z''_{\text{вх}} = Z'' \frac{1 + j(Z_2/Z'') \operatorname{tg} \varphi}{1 + j(Z''/Z_2) \operatorname{tg} \varphi}. \quad (2.3.37)$$

При выполнении условия

$$Z_1 Z_2 = Z' Z'' \quad (2.3.38)$$

комплексные величины $Z'_{\text{вх}}$ и $Z''_{\text{вх}}$ имеют одинаковые по величине, но противоположные по знаку аргументы, а при определенном значении φ (обозначим его через φ_0) могут иметь и одинаковые модули, что соот-

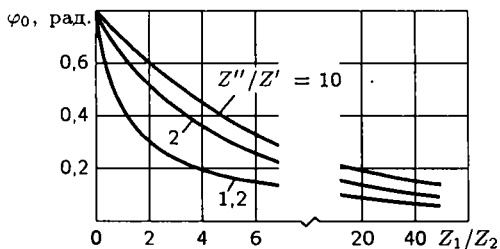


Рис. 2.3.6. Зависимости электрической длины отрезков φ_0 от отношения волновых сопротивлений Z_1/Z_2 при различных значениях отношений согласуемых сопротивлений Z''/Z'

ветствует резонансному преобразованию сопротивления Z' в Z'' и, наоборот, аналогично тому, которое осуществляется с помощью четвертьволнового отрезка со среднеквадратичным волновым сопротивлением.

Приравнивая друг другу действительные части $Z'_{вх}$ и $Z''_{вх}$, находим условие такого резонансного преобразования:

$$\operatorname{tg}^2 \varphi_0 = \frac{Z'' - Z'}{Z''(Z_1/Z_2) - Z'(Z_2/Z_1)}. \quad (2.3.39)$$

Построенные по формуле (2.3.39) (рис. 2.3.6) зависимости электрической длины отрезков φ_0 от отношения сопротивлений Z_1/Z_2 при разных значениях Z''/Z' свидетельствуют о существенном уменьшении электрической длины рассматриваемого устройства, тем больше, чем больше отношение Z_1/Z_2 и в меньшей степени зависящем от отношения согласуемых сопротивлений.

Таким образом, при выполнении условий (2.3.38) и (2.3.39) два последовательно соединенных отрезка линий передачи с разными волновыми сопротивлениями позволяют осуществлять трансформацию активных волновых сопротивлений.

Естественно, что в отличие от последовательно соединенных четвертьволновых отрезков, обеспечивающих широкую полосу согласования, рассмотренные отрезки сужают полосу по сравнению даже с одним четвертьволновым отрезком.

Чтобы выяснить, насколько происходит сужение полосы, нужно найти отношение сопротивления $Z_{вх}$ на входе согласующего трансформатора, нагруженного на сопротивление Z'' , к сопротивлению Z' и с решением этого отношения рассчитать коэффициент прохождения. При выполнении условия (2.3.38) указанное отношение определяется следующим относительно простым выражением:

$$\frac{Z_{вх}}{Z'} = \frac{(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi - jZ''[1 - (Z_1/Z_2) \operatorname{tg}^2 \varphi]}{(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi - jZ'[1 - (Z_2/Z_1) \operatorname{tg}^2 \varphi]}. \quad (2.3.40)$$

Можно убедиться, при $\varphi = \varphi_0$ числитель и знаменатель выражения (2.3.40) одинаковы.

Введем для сокращения выкладок следующие обозначения:

$$a = \frac{Z''[1 - (Z_1/Z_2) \operatorname{tg}^2 \varphi]}{(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi}; \quad (2.3.41)$$

$$b = \frac{Z'[1 - (Z_2/Z_1) \operatorname{tg}^2 \varphi]}{(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi}. \quad (2.3.42)$$

Воспользуемся выражением для функции переходного ослабления K [136, 137] через коэффициент отражения по напряжению Γ :

$$K = \frac{1}{1 - |\Gamma|^2}. \quad (2.3.43)$$

После несложных преобразований находим с учетом принятых обозначений

$$K = 1 + \frac{(a - b)^2}{4(1 + ab)}. \quad (2.3.44)$$

При $\varphi = \varphi_0$ $a = b$ и $K = 1$, что указывает на полное согласование. Представляя $\operatorname{tg} \varphi = (1 + \xi) \operatorname{tg} \varphi_0$, преобразуем выражения для a и b к следующему виду:

$$a = a_0 \left\{ \frac{1}{1 + \xi} - \frac{\xi(2 + \xi)}{1 + \xi} \frac{1}{(Z_2/Z_1) \operatorname{ctg}^2 \varphi_0 - 1} \right\}; \quad (2.3.45)$$

$$b = b_0 \left\{ \frac{1}{1 + \xi} - \frac{\xi(2 + \xi)}{1 + \xi} \frac{1}{(Z_1/Z_2) \operatorname{ctg}^2 \varphi_0 - 1} \right\}, \quad (2.3.46)$$

где

$$a_0 = b_0 = \frac{Z''[1 - (Z_1/Z_2) \operatorname{tg}^2 \varphi_0]}{(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi_0}. \quad (2.3.47)$$

С помощью выражений (2.3.45), (2.3.46) и (2.3.39) находим также

$$a - b = \frac{-\xi(2 + \xi)Z'' - Z'}{(1 + \xi)(Z_1 + Z_2) \operatorname{tg} \varphi_0}. \quad (2.3.48)$$

Задаваясь значением Z''/Z' и Z_1/Z_2 и находя соответствующие им значения $\operatorname{tg} \varphi_0$, можно, пользуясь полученным соотношением, построить характеристики рассматриваемого трансформатора. На рис. 2.3.7 приведены зависимости функции переходного ослабления K в децибелах от отношения φ/φ_0 для одинаковых отношений Z''/Z' и Z_1/Z_2 равных 10 и 5 (кривые 1 и 2 соответственно). Здесь же пунктирными кривыми показана функция переходного ослабления, рассчитанная для четвертьволнового отрезка со среднеквадратичным сопротивлением также для отношения Z''/Z' , равного 10 и 5 (кривые 1' и 2' соответственно). Видно, что полоса согласования сужается с увеличением Z_1/Z_2 . Однако сужение это невелико и на уровне 1дБ составляет 10 % для отношения $Z''/Z' = 10$.

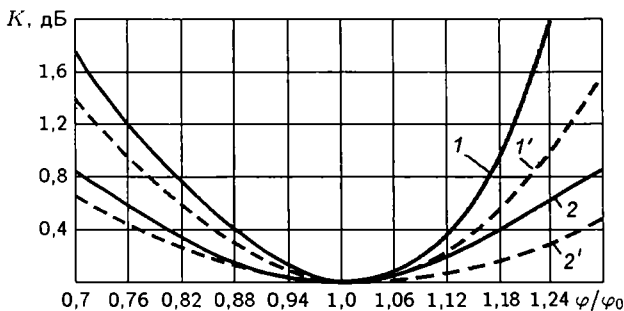


Рис. 2.3.7. Зависимости функции переходного ослабления K от отношения φ/φ_0

Влияние отношения сопротивлений отрезков трансформатора на полюсу согласования демонстрируют зависимости функции переходного ослабления K от отношения φ/φ_0 , рассчитанные для $Z''/Z' = 2$ и двух значений Z_1/Z_2 (2 и 5) и приведенные на рис. 2.3.8.

При значении $Z_1/Z_2 = 10$ функция переходного ослабления практически совпадает в рассмотренном интервале φ/φ_0 с рассчитанным для отношения $Z_1/Z_2 = 5$.

В результате проведенного анализа показана возможность создания малогабаритных элементов на основе резонаторов с квазисосредоточенными параметрами, представляющими собой последовательно соединенный отрезок ЗС типа цилиндрической или радиальной логарифмической спирали, и равный ему по длине, но с большей погонной емкостью, отрезок обычного высокочастотного тракта. Получены соотношения для расчета основных параметров таких элементов, позволяющие оптимизировать параметры структуры по максимальной добротности. Результаты показывают, что добротность квазирезонаторов на ЗС лишь в $4/\pi$ раз меньше добротности однородного отрезка ЗС при одинаковых погонных емкостях составляющих квазирезонатор отрезков и превышает добротность последнего при погонной емкости разомкнутого отрезка большей погонной емкости короткозамкнутого отрезка.

Проанализирована возможность создания малогабаритного устройства согласования модулей технологических установок на основе квазирезонатора с размерами, меньшими четвертьволнового отрезка,

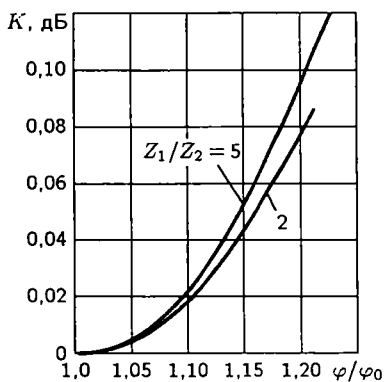


Рис. 2.3.8. Зависимости функции переходного ослабления K от отношения φ/φ_0 при различных значениях Z_1/Z_2

при незначительном уменьшении полосы согласования по сравнению с полосой четвертьволнового трансформатора (10 % для отношения $Z''/Z' = 10$ на уровне 1 дБ).

2.4. Исследование малогабаритных элементов на основе электромагнитных линий задержки

С появлением акустоэлектроники потеряли актуальность радиоволновые элементы на основе линий задержки в виде свернутых в спираль или меандр проводников [1, 2]. Из-за больших потерь, вызванных конечной проводимостью металла и довольно больших размеров, они оказались неконкурентоспособны по сравнению с элементами на твердотельных линиях задержки. Однако, как показали исследования связанных ЗС [154, 155], потери на единицу времени задержки могут быть уменьшены на порядок и более благодаря сильной положительной связи по электрическому и магнитному полю между двумя ЗС. Объясняется это тем, что дополнительная задержка сигнала обеспечивается не увеличением длины проводников, а увеличением погонной емкости при одновременном увеличении погонной индуктивности.

Значительно больше (на четыре порядка) можно уменьшить потери в условиях сверхпроводимости [1, 2]. При этом, благодаря более равномерному распределению тока по поверхности проводников в связанных системах, преимущество уменьшения удельного сопротивления реализуется более полно, чем, например, в полосковых линиях. Применение при изготовлении радиальных спиралей или меандр-линий технологии вакуумного напыления [3–6, 156–158] делает возможным создание сверхминиатюрных линий задержки с малыми потерями. При этом, как следует из расчета [41], уменьшение размеров ограничивается лишь технологическими возможностями.

Анализ свойств связанных ЗС удобнее осуществлять на примере коаксиально расположенных цилиндрических спиралей. В отличие от радиальных, цилиндрические спирали являются однородными в направлении распространения волны системами. Именно по этой причине ниже рассматривается модель радиоволнового элемента на основе линии задержки в виде двух расположенных соосно бесконечно тонких цилиндров с поверхностной проводимостью в направлении витков спиралей (рис. 2.4.1).

2.4.1. Модель линии задержки на базе связанных замедляющих систем

Расположим начало цилиндрической системы координат r, φ, z на оси симметрии, направив координату z в направлении распространения волны. Обозначим радиусы внутреннего и внешнего цилиндров b и

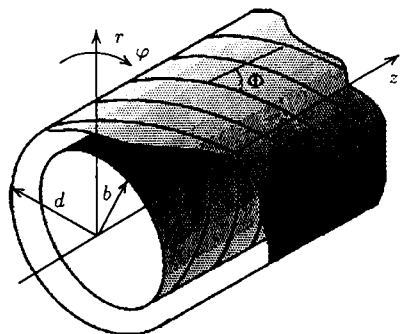


Рис. 2.4.1. Модель радиоволнового элемента на основе электромагнитной линии задержки в виде связанных коаксиальных цилиндров

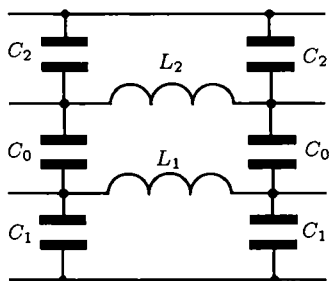


Рис. 2.4.2. Четырехпроводная эквивалентная длинная линия, заменяющая модель радиоволнового элемента

d соответственно. Угол между направлением проводимости каждого из цилиндров и продольной осью обозначим через Φ , считая направления проводимостей в них противоположными. Зависимости составляющих поля волны от времени t и координаты z будем полагать пропорциональными $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, β — фазовая постоянная. Решения волновых уравнений в областях рассматриваемой системы запишем в виде аксиально симметричных полей.

В результате структура полей во внутренней и наружной областях рассматриваемой системы аналогична структуре полей в одиночной спирали. При этом в представляющем практический интерес случае малого расстояния между цилиндрами, когда $(d - b) \ll b$, поле между цилиндрами преимущественно электрическое с поперечной структурой, близкой к структуре электростатического поля между двумя цилиндрами, находящимися под разными потенциалами, и направлено по радиусу.

Все это позволяет представить эквивалентную связанным спиральям линию в виде четырехпроводной линии (рис. 2.4.2), крайние проводники которой соответствуют внутренней и внешней областям и находятся под нулевым потенциалом, а средние проводники, включающие погонные индуктивности L_1 и L_2 , находятся под противоположными потенциалами. Погонную емкость C_0 между спиральями можно определить как емкость между двумя близко расположенными цилиндрами:

$$C_0 \approx \frac{\epsilon_0 \epsilon 2\pi b \chi}{d - b}. \quad (2.4.1)$$

Здесь $\epsilon_0 \epsilon$ — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей спирали; χ — коэффициент, учитывающий уменьшение емкости между спиральями из-за конечной ширины проводников. При малом по срав-

нению с шириной проводников p_1, p_2 расстоянии между спиральями $\chi = p_1 p_2 / h_1 h_2$, где h_1, h_2 — шаги спиралей. Полагая размеры спиралей близкими, примем в дальнейшем, что $p_1 = p_2 = p, h_1 = h_2 = h$. Погонные емкости C_1 и C_2 будем полагать такими же, как и в случае одиночной спирали, соответственно для внутренней и внешней областей [85]

$$C_1 \approx \varepsilon_0 \varepsilon 2\pi b \tau I_1(b\tau) / I_0(b\tau); \quad (2.4.2)$$

$$C_2 \approx \varepsilon_0 \varepsilon 2\pi d \tau K_1(d\tau) / K_0(d\tau), \quad (2.4.3)$$

где I_0, I_1, K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя; τ — поперечная постоянная, связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k соотношением $\beta^2 = \tau^2 + k^2 \varepsilon \mu$; $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$, ε, μ — относительные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей среды.

Индуктивности L_1 и L_2 можно, учитывая близость размеров обеих спиралей, полагать равными друг другу и обозначить через L .

При этом благодаря их взаимному влиянию значение L вдвое превышает собственную погонную индуктивность одиночной спирали [155], т.е.

$$L \approx \frac{\mu_0 \mu}{\pi} I_1(b\tau) K_1(b\tau) \tau g^2 \Phi. \quad (2.4.4)$$

Переместим емкости C_1 и C_2 в продольные ветви, включив их параллельно индуктивностям L и разделив их значения на τ^2 [83, 89]. Это позволяет заменить индуктивности L в обеих ветвях эквивалентной линии значениями L' и L'' , определяемыми следующими выражениями:

$$L' = \frac{L}{1 - \omega^2 L C_1 / \tau^2}; \quad L'' = \frac{L}{1 - \omega^2 L C_2 / \tau^2}. \quad (2.4.5)$$

Складывая L' и L'' , переходим к простейшему варианту эквивалентной линии (рис. 2.4.3) с погонной индуктивностью $L' + L''$ и погонной емкостью C_0 . При этом следует учесть, что переходя к индуктивностям L' и L'' , получаем заниженную величину протекающего в них тока по сравнению с токами, протекающими через индуктивности L в проводниках реальной линии. Поэтому при расчете потерь, вызванных конечным сопротивлением проводников, погонное сопротивление

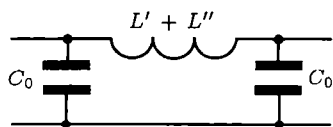


Рис. 2.4.3. Упрощенная эквивалентная длинная линия, заменяющая модель радиоволнового элемента

R каждого из проводников, образующих связанную ЗС, следует разделить на $(1 - \omega^2 L C_1 / \tau^2)^2$ и $(1 - \omega^2 L C_2 / \tau^2)^2$ соответственно.

Если предположить, что возбуждаемый в спиральях ток равномерно распределен по поверхностям ленточных проводников, обращенных наружу, а толщина проводников превышает толщину скин-слоя,

то при достаточно большом замедлении, как показано в [155], погонное сопротивление R каждой из спиралей определяется выражением

$$R \approx 2\pi \sqrt{\rho f 10^{-7}} / p \cos \Phi. \quad (2.4.6)$$

Здесь ρ — удельное сопротивление материала проводников; p — ширина проводников; f — частота, Гц.

Суммарное погонное сопротивление R_0 с учетом сделанного выше замечания относительно протекающих в проводниках токов запишем в следующем виде:

$$R_0 \approx R \left\{ \frac{\tau^4}{(\tau^2 - \omega^2 LC_1)^2} + \frac{\tau^4}{(\tau^2 - \omega^2 LC_2)^2} \right\}. \quad (2.4.7)$$

В рассмотренном нами случае малого зазора между спиральями $\tau^2 \gg \omega^2 LC_{1,2}$, что позволяет получить вместо (2.4.7)

$$R_0 \approx 2R \left\{ 1 + \frac{\omega^2 L(C_1 + C_2)}{\tau^2} \right\}. \quad (2.4.8)$$

Аналогичным образом находим также

$$L' + L'' \approx 2L \left\{ 1 + \frac{\omega^2 L}{2\tau^2} (C_1 + C_2) \right\}. \quad (2.4.9)$$

При $b \approx d$ находим с помощью выражений (2.4.2) и (2.4.3)

$$C_1 + C_2 \approx \varepsilon_0 \varepsilon 2\pi / I_0(b\tau) K_0(b\tau). \quad (2.4.10)$$

Поперечная постоянная τ и параметры рассматриваемой двухпроводной линии связаны уравнением [83, 89]

$$\tau^2 = \omega^2 (L' + L'') C_0. \quad (2.4.11)$$

Пренебрегая вторым слагаемым в выражении (2.4.9) и подставляя его в уравнение (2.4.11), находим с помощью (2.4.1) приближенное значение τ^2 , подставляя которое в (2.4.8) и (2.4.9), получим:

$$R_0 \approx 2R \left\{ 1 + \frac{d-b}{2b\chi I_0(b\tau) K_0(b\tau)} \right\}; \quad (2.4.12)$$

$$L' + L'' \approx 2L \left\{ 1 + \frac{d-b}{4b\chi I_0(b\tau) K_0(b\tau)} \right\}. \quad (2.4.13)$$

В представляющих практический интерес случаях малого зазора между спиральями вторые слагаемые в выражениях (2.4.12) и (2.4.13) малы по сравнению с единицей и при дальнейшем анализе ими можно пренебречь.

Замедление волны n и постоянную затухания α находим, полагая

$\beta \approx \tau$, что справедливо при замедлениях больших десяти:

$$n \approx \sqrt{C_0(L' + L'')/(\epsilon_0\mu_0)}; \quad (2.4.14)$$

$$\alpha = R_0/2Z_0, \quad (2.4.15)$$

где Z_0 — волновое сопротивление, определяемое выражением

$$Z_0 \approx \sqrt{(L' + L'')/C_0}. \quad (2.4.16)$$

Пользуясь полученными соотношениями (2.4.14)–(2.4.16), находим:

$$n \approx 2 \operatorname{tg} \Phi \sqrt{\epsilon \mu I_1(b\tau) K_1(b\tau) b\chi / (d - b)}; \quad (2.4.17)$$

$$Z_0 \approx \frac{\operatorname{tg} \Phi}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu (d - b)}{\epsilon_0 \epsilon b \chi} I_1(b\tau) K_1(b\tau)}. \quad (2.4.18)$$

При заданном значении волнового сопротивления, как это следует из соотношений (2.4.17), (2.4.18),

$$n \approx \frac{\epsilon b \chi Z_0}{60(d - b)}. \quad (2.4.19)$$

Из выражения (2.4.19) следует, что при фиксированном значении волнового сопротивления замедление пропорционально относительно значению диэлектрической проницаемости среды ϵ и обратно пропорционально величине зазора между спиральями. На практике, поскольку электрическое поле волны концентрируется преимущественно между спиральями, диэлектрическую проницаемость среды следует учитывать только в зазоре между спиральями.

2.4.2. Расчет основных параметров

Наиболее важной характеристикой линии задержки является величина затухания волны на единицу времени задержки фазы сигнала. Эта величина определяется соотношением

$$K_t = 26 \cdot 10^8 \alpha / n, \text{ дБ/с}. \quad (2.4.20)$$

Пользуясь выражениями (2.4.6), (2.4.15) и (2.4.18), получим вместо (2.4.20)

$$K_t \approx \frac{1,36 \cdot 10^6 \sqrt{\rho f 10^{-7}}}{\mu \rho I_1(b\tau) K_1(b\tau) \operatorname{tg} \Phi}, \text{ дБ/с}. \quad (2.4.21)$$

Полагая шаги обеих спиралей одинаковыми и равными h и подставляя в формулу (2.4.21) вместо $\operatorname{tg} \Phi$ отношение $2\pi b/h$, получим для $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (чистая медь):

$$K_t \approx \frac{0,89 \cdot 10^{-2} h \sqrt{f}}{\mu \rho b I_1(b\tau) K_1(b\tau)}, \text{ дБ/с}. \quad (2.4.22)$$

Функция $I_1(b\tau)K_1(b\tau)$ монотонно изменяется от 0,5 при $b\tau \approx 0$ до $1/(2b\tau)$ при $b\tau > 3$ и существенного влияния на величину затухания не оказывает. Это позволяет в дальнейшем при оценочных расчетах считать $I_1(b\tau)K_1(b\tau) \approx 0,5$. Отношение h/p не может превышать единицу, а радиус b может лежать в интервале 1...10 мм. Это позволяет, полагая $h/p = 2$, записать вместо (2.4.22):

$$K_t \approx (4...40)\sqrt{f/\mu}, \text{ дБ/с.} \quad (2.4.23)$$

В условиях сверхпроводимости, когда величина удельного сопротивления проводника уменьшается на четыре порядка,

$$K_t \approx (0,004...0,04)\sqrt{f/\mu}, \text{ дБ/с.} \quad (2.4.24)$$

Из выражения (2.4.23) следует, что при $\mu = 1$ и $f = 10^8$ Гц величина затухания волны составляет 0,04...0,4 дБ на одну микросекунду, т.е. того же порядка, что и в акустических линиях задержки [1, 2]. В условиях же сверхпроводимости потери оказываются существенно меньшими. При этом длина линии задержки при волновом сопротивлении 60 Ом, $\epsilon = 100$ и $b\chi/(d-b) = 30$ не превышает десяти сантиметров.

В отличие от акустических линий задержки, обладающих относительно небольшой полосой пропускания, связанные спирали работают в очень широкой полосе частот и, обладая аномальной дисперсией, вызывают увеличение крутизны импульса [159].

Другой важной характеристикой линии задержки является зависимость изменения фазы волны от изменения параметров линии, в частности, от изменения относительной диэлектрической проницаемости, заполняющей линию среды. Из выражения (2.4.17) для замедления n следует, что последнее пропорционально $\epsilon^{-1/2}$, а набег фазы Θ на длине линии, равной l , определяется выражением

$$\Theta = \frac{2\pi f n l}{3 \cdot 10^8}. \quad (2.4.25)$$

Дифференцируя правую часть (2.4.25) по ϵ , получим

$$\frac{d\Theta}{d\epsilon} = 1,045 \cdot 10^{-8} f l n / \epsilon. \quad (2.4.26)$$

Из выражения (2.4.26) следует, что на частоте $f = 10^8$ Гц и длине линии задержки, равной 1 м, изменение величины ϵ на 1 % приводит к изменению фазы волны на n радиан.

Высокая чувствительность элементов на основе линии задержки к изменению относительной диэлектрической проницаемости среды может быть использована для создания устройств технологического оборудования [36–38]. При этом относительная чувствительность изменения фазы к изменению диэлектрической проницаемости равна 0,5.

Проведенный анализ показал возможность создания малогабаритных радиоволновых элементов технологических установок на основе линий задержки, выполненных в виде связанных ЗС. Получены соотношения для расчета основных параметров предложенных элементов. Показано, что в условиях сверхпроводимости величина затухания сигнала в таких линиях ничтожно мала. Благодаря чувствительности фазы сигнала к изменению относительной диэлектрической проницаемости среды, такие структуры на связанных ЗС могут быть успешно применены в качестве ЧЭ в производственных установках и АПК для контроля и измерения параметров технологических процессов производства материалов и изделий.

2.5. Исследование радиоволновых излучателей и антенн

2.5.1. Особенности излучения замедленной волны в магнитодиэлектрическую среду

Возбуждаемые в ЗС волны характеризуются концентрацией энергии около поверхности проводников, что позволяет осуществлять передачу энергии таких волн практически без излучения по одному проводнику ЗС. Наличие магнитодиэлектрических элементов конструкции электродинамической структуры (например, опор) сопровождается увеличением замедления и еще большей концентрацией электромагнитного поля у поверхности ЗС [160]. При этом в отличие от имеющего место в частично заполненных волноводах эффекта «втягивания» энергии [124, 126, 128–132] поле замедленной волны концентрируется в зазоре между проводниками ЗС и магнитодиэлектрической средой [97].

Отсутствие излучения в поперечном направлении объясняется тем, что при расстоянии между наведенными на проводниках противоположными зарядами и токами, меньшем половины длины волны в окружающем пространстве, создаваемое ими поле убывает с расстоянием от поверхности ЗС. Формально этот эффект проявляется в том, что при отсутствии потерь в окружающей среде составляющие напряженностей электрического и магнитного полей, образующие поток мощности в поперечном направлении, сдвинуты друг относительно друга по фазе на $\pi/2$ [90].

Если относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости окружающего ЗС магнитодиэлектрика достаточно велики, то граница последнего, параллельная поверхности ЗС, частично экранирует поле волны, вызывая концентрацию энергии в зазоре между магнитодиэлектриком и ЗС. Ситуация изменяется коренным образом, если $(\epsilon\mu)^{-1/2}$ меньше коэффициента замедления волны n . В случае безграничного

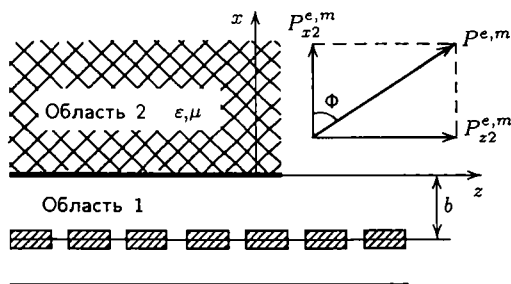


Рис. 2.5.1. Модель плоской ЗС с безграничной магнитоэлектрической средой

магнитоэлектрика продольные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей в нем оказываются в фазе с соответствующими поперечными составляющими, и средний по времени поток мощности в поперечном направлении становится больше нуля. Причем при отсутствии потерь в среде величина потока мощности в поперечном направлении не зависит от поперечной координаты (координаты x в случае плоской ЗС). Отметим, что в рассматриваемом случае все составляющие поля зависят от времени t и продольной координаты z как $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, β — фазовая постоянная (комплексная при наличии излучения).

Обозначая амплитуды составляющих E_z и H_z на обращенной к ЗС поверхности как E_0 и H_0 соответственно, для показанной на рис. 2.5.1 системы получим следующее выражение для составляющих вектора Пойнтинга в поперечном направлении:

$$P_x = E_0^2 \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon \Omega}{(\epsilon \tau)^2 + \Omega^2} + H_0^2 \frac{\omega \mu_0 \mu \Omega}{(\mu \tau)^2 + \Omega^2}, \quad (2.5.1)$$

где τ и Ω — поперечные постоянные, связанные с фазовой постоянной β и волновым числом в вакууме k соотношениями:

$$\beta^2 = \tau^2 + k^2 = k^2 \epsilon \mu - \Omega^2; \quad k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \quad (2.5.2)$$

Аналогично получаем выражение для составляющей вектора Пойнтинга в продольном направлении:

$$P_z = E_0^2 \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon \beta}{(\epsilon \tau)^2 + \Omega^2} + H_0^2 \frac{\omega \mu_0 \mu \beta}{(\mu \tau)^2 + \Omega^2}. \quad (2.5.3)$$

Определяя вектор P как сумму векторов P^e и P^m , где P^e — плотность потока мощности волны электрического типа, P^m — плотность потока мощности волны магнитного типа, можно убедиться, что оба вектора имеют одно и то же направление, составляющее с нормалью к

поверхности магнитоэлектрика угол Φ , определяемый выражениями

$$\operatorname{tg} \Phi = \beta / \Omega \quad \text{или} \quad \sin = \beta / k \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (2.5.4)$$

Анализируя полученные выражения, видно, что уменьшение фазовой постоянной β , т.е. уменьшение замедления, сопровождается уменьшением угла Φ и увеличением интенсивности излучения. Излучение увеличивается также и при уменьшении зазора между магнитоэлектриком и ЗС. Однако вследствие увеличения замедления при уменьшении зазора всегда существует оптимальная величина зазора, при которой излучаемая мощность максимальна. Направление излучения зависит от частоты в меньшей степени чем эффективность излучения, и характер этих зависимостей может быть определен только для конкретных систем [30, 90, 161, 162].

Описанный эффект излучения аналогичен эффекту, приводящему к появлению волн утечки в согласующих устройствах интегральной оптики [163]. Использование таких волн утечки из ЗС позволяет реализовать этот интересный эффект в радиоволновом диапазоне волн.

Условия излучения могут быть существенно изменены, если расположить параллельно поверхности ЗС периодическую последовательность металлических пластин. Если длина замедленной волны близка к периоду T последовательности пластин, то фазовая скорость минус первой пространственной гармоники волны в ЗС оказывается большей скорости света в окружающем пространстве, например в вакууме, и будет происходить излучение, подобно описанному выше. Действительно, в рассматриваемом случае составляющие поля волны в ЗС пропорциональны $\exp[j\omega t - jz(\beta_0 \pm \dots; \beta_1 \pm \dots)]$, где $\beta_0 \pm \dots; \beta_1 \pm \dots$ — пространственные гармоники, определяемые уравнением Флоке:

$$\beta_i = \beta_0 \pm 2\pi i / T, \quad i = 1, 2, \dots \quad (2.5.5)$$

Амплитуды гармоник пропорциональны $\exp(-x\tau_i)$, где $\tau_i^2 = \beta_i^2 - k^2$, и основной гармоникой на расстоянии от ЗС, сравнимом с периодом колебаний T , становится минус первая. Если длина волны нулевой гармоники равна T , то, как это следует из (2.5.5), $\beta_{-1} = 0$. Это означает, что $\tau_1 = jk$ и направление излучения совпадает с осью x . Это соответствует длине волны в свободном пространстве равной nT , где $n = \beta/k$ — коэффициент замедления нулевой гармоники. Угол излучения Φ будет увеличиваться с уменьшением λ до значения, равного $T(n-1)$, когда $\Phi = \pi/2$ и излучение прекращается.

Эффект излучения из ЗС может быть использован в конструкциях излучателей различных технологических установок, в частности, для локальной термообработки изделий, например, при изготовлении электрических волноводов, волоконно-оптических систем и устройств на их основе [128, 156], применен в медицинском оборудовании — в

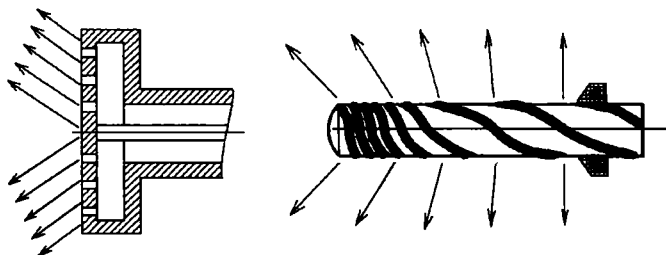


Рис. 2.5.2. Радиоволновые излучатели на радиальной и цилиндрической спиралях (стрелками показано направление излучения)

виде электродов радиоволновой физиотерапии [51–53] (рис. 2.5.2), а также создания малогабаритных радиоволновых антенн для приема и передачи информации в электродинамически плотных средах, например под водой или под землей [164].

2.5.2. Модель магнитной антенны

В настоящее время известен ряд конструкций магнитных антенн, содержащих несколько колебательных контуров из конденсаторов и катушек индуктивности, размещенных на установленных параллельно друг другу ферритовых стержнях, и сумматор, соединяющий колебательные контуры со входом приемника [165, 166]. Такие устройства обеспечивают достаточно широкий рабочий диапазон, однако размеры и вес их велик. Кроме того, за счет локализации магнитного поля в параллельно расположенных ферритовых стержнях и их взаимного влияния друг на друга эффективность излучения антенны уменьшается. Попытка разнесения стержней приводит к еще большему увеличению размеров антенны.

В этой связи более предпочтительны сверхширокополосные антенны на основе цилиндрических и плоских арифметических (архимедовых), равноугольных (логарифмических) и логопериодических спиралей [167, 168]. Основным недостатком таких устройств являются относительно большие размеры, сравнимые с максимальной длиной волны рабочего диапазона, а также недостаточно эффективное излучение вследствие концентрации поля в объеме между спиралью и экраном.

Уменьшить габариты антенны на относительно длинных волнах при одновременном увеличении излучающей способности позволяет магнитная антенна, представляющая собой четвертьволновый отрезок линии передачи 1 (рис. 2.5.3), образованной параллельно расположенными импедансными проводниками 2, 3, отличающимися друг от друга только тем, что импедансный проводник 3 является повернутым на 180° относительно плоскости симметрии зеркальным отображением импедансного проводника 2.

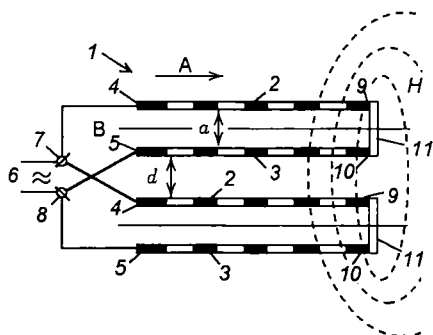


Рис. 2.5.3. Распределение магнитного поля (H) в модели магнитной антенны на связанных радиальных спиралях (стрелкой A показано направление распространения волны)

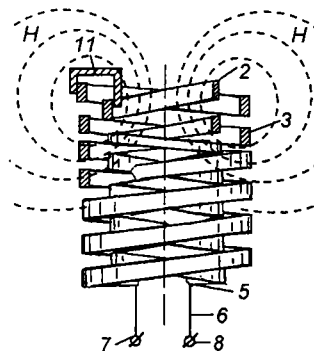


Рис. 2.5.4. Распределение магнитного поля (H) в модели магнитной антенны на связанных цилиндрических спиралях

Импедансные проводники $2, 3$ выполнены в виде ряда расположенных в одной плоскости в направлении распространения волны (стрелка A) проводящих элементов, соединенных друг с другом с зазором. Концы 4 импедансных проводников 2 и концы импедансных проводников 3 , обращенные ко входу 6 линии передачи 1 , соединены, соответственно, с разными полюсами входа 6 , концы 4 — с полюсом 7 , а концы 5 — с полюсом 8 . Концы $9, 10$ линии передачи 1 с другой ее стороны соединены друг с другом переключками 11 . Вход 6 соединен с приемником или передатчиком (на рисунке не показаны).

Работает рассматриваемая антенна следующим образом.

В режиме передачи электромагнитный сигнал на частоте, близкой к резонансной частоте антенны, с передатчика (на чертеже не показан) подается на вход 6 линии передачи 1 , возбуждая в этой линии бегущую замедленную волну. Отражаясь от переключек 11 , замедленная волна образует стоячую волну с максимумом напряженности H магнитного поля около переключек 11 . Благодаря тому, что импедансные проводники $2, 3$ являются повернутыми на 180° зеркальными отображениями друг друга и подсоединены к разным полюсам входа 6 , т.е. возбуждаются противофазно, поперечные составляющие токов в этих проводниках имеют одинаковое направление. Это приводит к тому, что создаваемое этими составляющими токов магнитное поле складывается подобно тому, как складываются поля магнитных диполей с параллельными токами. Характеристика излучения и диаграмма ее направленности аналогичны характеристике и диаграмме нескольких установленных на одной оси магнитных диполей [139].

Преимущество предлагаемой антенны заключается в том, что вызванное совпадением направления поперечных составляющих токов в проводниках $2, 3$ увеличение магнитного поля приводит к увеличению

эквивалентной погонной индуктивности и, следовательно, к увеличению замедления электромагнитной волны в линии передачи 1. Это замедление может существенно превышать так называемое геометрическое замедление, определяемое отношением суммарной длины проводящих элементов, образующих импедансные проводники 2, 3 к длине этих проводников. Объясняется это тем, что при уменьшении расстояния a между импедансными проводниками 2, 3 увеличивается не только эквивалентная погонная индуктивность L_0 , но и эквивалентная погонная емкость C_0 , а величина замедления определяется отношением $\sqrt{L_0 C_0 / \epsilon_0 \mu_0}$, где ϵ_0 , μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Таким образом, предлагаемая конструкция магнитной антенны одновременно обеспечивает сложение магнитных полей импедансных проводников 2, 3 и уменьшение резонансных размеров образуемой этими проводниками линии передачи 1.

Работа на частотах, близких к резонансной, обеспечивает получение входного сопротивления антенны, близкого к волновому сопротивлению свободного пространства, и, следовательно, высокую эффективность излучения.

Расстояние a между проводниками 2 и 3 выбирается меньше $1/6$ длины замедленной волны, так как именно при этом расстоянии становится заметным увеличение замедления по сравнению с геометрическим. При наличии импедансных проводников 2, 3 в виде радиальных спиралей (см. рис. 2.5.3) расстояние a должно быть одним и тем же между всеми соседними импедансными проводниками. При этом перемычка 11 замыкает концы 9, 10 всех трех импедансных проводников. При выполнении магнитной антенны с четырьмя и более импедансными проводниками 2, 3 (при четном их числе) эти проводники могут быть соединены перемычками попарно. При этом расстояние d между несоединенными проводниками 2, 3 должно быть равным или превышать расстояние a между соединенными проводниками.

Приведенные на рис. 2.5.3 и рис. 2.5.4 варианты выполнения магнитной антенны с импедансными проводниками в виде радиальных и цилиндрических спиралей обеспечивают аксиально-симметричную диаграмму направленности излучения, напоминающую диаграмму излучения классического магнитного диполя. Выполнение магнитной антенны с импедансными проводниками в виде штыревых гребенок (рис. 2.5.5) создает несимметричное излучение и может представлять интерес при создании антенной решетки, обеспечивающей более узкую диаграмму излучения.

На практике предлагаемую магнитную антенну, особенно в том случае, когда она приемная, удобно изготавливать путем создания металлизации с требуемым рисунком на диэлектрических подложках. На рис. 2.5.6 приведен рисунок импедансного проводника, созданного путем травления на фольгированном диэлектрике.

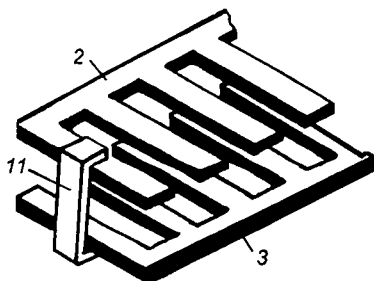


Рис. 2.5.5. Модель магнитной антенны на связанных штыревых гребенках

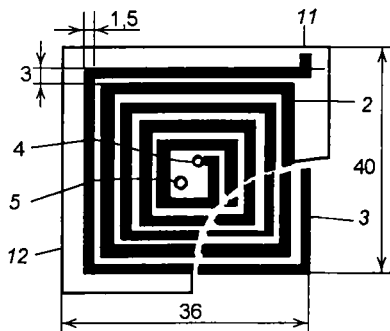


Рис. 2.5.6. Габаритные размеры и рисунок импедансного проводника элемента магнитной антенны на связанных радиальных спиралях

Результаты испытаний магнитной антенны, набранной из пяти диэлектрических пластин толщиной 2 мм каждая, с импедансными проводниками на обеих сторонах каждой пластины, имеющими размеры, указанные на рис. 2.5.6, показали хорошие излучающие способности такой антенны на частоте 12 МГц.

Работа предлагаемой антенны в режиме передачи ничем не отличается от ее работы в режиме приема. Принимаемый сигнал на частотах, близких к резонансной частоте отрезка линии передачи 1, возбуждает противофазную замедленную волну, которая поступая на вход 6 линии передачи 1 попадает далее в приемник (на рисунке не показан).

Таким образом, предлагаемая магнитная антенна обладает малыми по сравнению с длиной волны в свободном пространстве размерами, близкой к классическому диполю диаграммой направленности и высокой излучающей способностью, обеспечиваемой резонансным режимом работы.

Исследован эффект излучения замедленной электромагнитной волны в магнитодиэлектрик при замедлениях, меньших корня квадратного из произведения относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей безграничной среды. Показано, что интенсивность излучения возрастает с увеличением разности между фазовой скоростью замедленной волны и скоростью света в магнитодиэлектрике. При этом направление излучения поворачивается в сторону нормали к поверхности магнитодиэлектрика. Описанный эффект получил практическое применение при разработке излучателей технологических установок для локальной термообработки материалов и малогабаритных радиоволновых антенн.

Разработка элементов и устройств модульных технологических установок для процессов электромагнитной термообработки материалов и изделий с использованием замедляющих систем

3.1. Особенности электромагнитного нагрева материалов и изделий с помощью замедленных электромагнитных волн

Технологическая обработка самых различных изделий почти всегда включает в себя такую операцию, как нагрев. Обработка высокочастотным (ВЧ) и сверхвысокочастотным (СВЧ) полем различных материалов и технологических сред (сушка, стерилизация, стимуляция и т.д.) осуществляется в нашей стране и за рубежом более сорока лет [169–171]. Поистине гигантские масштабы получило приготовление пищи в быту с помощью СВЧ печей. Однако широкое внедрение этой технологии в промышленности и сельском хозяйстве существенно задержалось по ряду причин. В частности, объем промышленного применения СВЧ нагрева в США в 70-х годах составлял лишь четверть процента от применения в быту [172]. В нашей стране и бытовые печи стали пользоваться спросом только в конце 80-х годов. Объяснить это можно тем, что традиционные источники энергии были достаточно дешевы и их удельный вес в стоимости продукта был невелик. Привязанность к старым технологическим процессам и низкая стоимость малоквалифицированного труда также не способствовали внедрению новых технологий, требующих больших капитальных вложений и высококвалифицированного обслуживания. К этому следует добавить практически полное отсутствие влияния на стоимость продукции таких немаловажных факторов, как длительность технологического процесса и стоимость занимаемых площадей.

Ниже анализируются причины выбора СВЧ диапазона для электромагнитной обработки технологических материалов и сред и обоснования целесообразности и возможности использования для этих целей также и ВЧ диапазона волн.

3.1.1. Анализ особенностей электромагнитного нагрева в ВЧ и СВЧ диапазонах

При традиционных способах нагрева и сушки — конвективном, радиационном и контактном — нагрев объекта происходит первоначально

по поверхности. Если теплопроводность объекта низка, что имеет место у диэлектриков, то термообработка в объеме происходит медленно, с локальным перегревом поверхности, отчего возможно подгорание, возникновение внутренних механических напряжений. Все это в конечном счете может привести к повреждению объекта.

К достоинствам электромагнитного нагрева относится существенно больший, чем при традиционном нагреве, коэффициент полезного действия, экологическая чистота, скорость нагрева и его высокое качество, обусловленное прогревом не с поверхности объекта, а сразу по всему объему. Кроме того, при применении электромагнитной термообработки оказываются возможными новые технологические процессы такие как быстрое размораживание, сублимационная сушка и др. Практически безинерционное управление нагревом позволяет осуществлять оптимальные режимы обработки, обеспечивающие сохранение витаминов и высокие вкусовые качества. При ВЧ и СВЧ нагреве не происходит также и загрязнения обрабатываемого материала.

В СВЧ диапазоне нагрев осуществляется, как правило, в закрытых объемах — резонаторных камерах, что резко снижает излучение, возрастающее с ростом частоты электромагнитных колебаний. Такие устройства микроволнового нагрева для различных технологических целей работают на частотах, установленных международными соглашениями — 433, 915, 2375, 2450, 5800 и 22125 МГц. Несмотря на то, что возбуждение электромагнитного поля в пищевых продуктах вызывает интенсивное выделение тепла на частотах от единиц мегагерц до сотен гигагерц [173], наибольшее практическое применение нашли частоты 915 и 2450 МГц. Продиктовано это тем, что, с одной стороны, именно в этом диапазоне частот существовал большой научный и технический задел, созданный при разработке радиолокационной аппаратуры, а с другой — тем, что увеличение частоты позволяет пропорционально корню квадратному из нее снизить напряженность электрического поля, уменьшая тем самым опасность электрического пробоя. Кроме того, малогабаритные с высоким коэффициентом полезного действия магнетроны явились наиболее подходящими источниками энергии для нагревательных установок большой мощности. Наличие же мощной радиоэлектронной промышленности позволяло наладить разработку и производство таких установок при минимальных вложениях. Применение относительно высоких частот с длиной волны меньшей линейных размеров камеры, позволило путем одновременного возбуждения большого количества видов колебаний обеспечить относительно равномерное распределение энергии по рабочему объему.

Другим существенным фактором, определившим выбор диапазона СВЧ, послужило то, что потери в ряде диэлектриков растут с ростом частоты, что обеспечивает достаточную эффективность преобра-

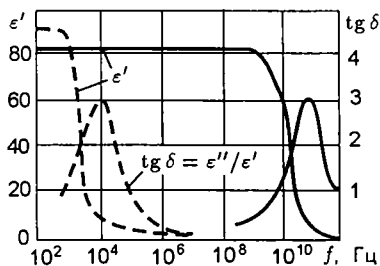


Рис. 3.1.1. Зависимости действительных частей диэлектрических проницаемостей ϵ' и тангенсов угла потерь ϵ''/ϵ' от частоты f для дистиллированной воды при температуре 18°C (сплошная линия) и льда при температуре -12°C (штриховая линия)

зования электромагнитной энергии в тепло именно на сверхвысоких частотах. Однако этот вывод, как будет показано ниже, справедлив, в основном, только для неполярных диэлектриков и не может быть распространен на пищевые продукты и материалы, обладающие заметной проводимостью.

Действительно, как это следует из расчета [173], мощность потерь $P_{\text{уд}}$ в одном кубическом сантиметре среды, находящейся в переменном электромагнитном поле, связанная с напряженностью электрического поля E , частотой f и мнимой частью диэлектрической проницаемости среды ϵ'' соотношением

$$P_{\text{уд}} = 0,278 |E|^2 \epsilon'' f \cdot 10^{-10}, \quad (3.1.1)$$

где E — амплитудное значение напряженности, В/м; f — частота, Гц.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' в чистых диэлектриках определяется потерями, вызванными поляризацией молекул в переменном поле и имеет максимум на резонансной для данных молекул частоте [173–175]. При этом зависимость мощности потерь от частоты становится более сложной. На рис. 3.1.1 в качестве примера приведены зависимости действительных частей диэлектрических проницаемостей ϵ' и тангенсов угла потерь ϵ''/ϵ' от частоты f для дистиллированной воды при температуре 18°C и льда при температуре -12°C [176]. Из рисунка видно, что при размораживании вода резко изменяет свои диэлектрические свойства и этот процесс можно успешно осуществлять на низких частотах. Максимум диэлектрических потерь молекул воды смещается существенно в сторону низких частот и в случае, когда она находится в связанном состоянии, т.е. в большинстве представляющих практический интерес случаев термообработки продуктов питания.

Сказанное подтверждается, в частности, экспериментальными зависимостями ϵ' и ϵ'' от частоты (рис. 3.1.2), полученными для кукурузы при разной степени влажности [173]. Кроме этого, в полупроводниковых материалах большая часть ϵ'' определяется наличием удельной проводимости σ , что позволяет на относительно низких частотах полагать

$$\epsilon'' \approx \sigma / 2\pi f \epsilon_0. \quad (3.1.2)$$

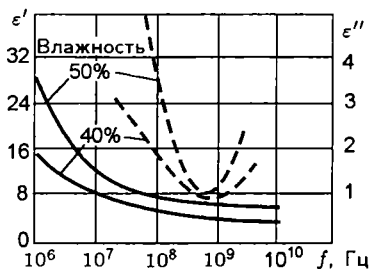


Рис. 3.1.2. Зависимости от частоты f действительной ϵ' (сплошная линия) и мнимой ϵ'' (штриховая линия) частот диэлектрической проницаемости для кукурузы при разных степенях влажности (40 и 50 %)

Здесь σ в См/м. В последнем случае удельная мощность потерь, определяемая выражением (3.1.1), становится независимой от частоты и зависит только от проводимости среды и напряженности электрического поля

$$P_{уд} = 0,5\sigma|E|^2 \text{ Вт/м.} \quad (3.1.3)$$

Выбор СВЧ диапазона наряду с очевидными достоинствами предопределил целый ряд недостатков, на преодоление которых затрачено много усилий. Прежде всего, несмотря на относительно равномерное распределение энергии по объему камеры, энергия в нагреваемом объекте распределяется неравномерно, экспоненциально убывая внутрь от поверхности объекта, т.е. глубина ее проникновения ограничена. (На частоте 2450 МГц порядка 1...2 см для пищевых продуктов [171].) Из-за этого задерживается нагрев внутренних областей объекта, а у поверхности он оказывается чрезмерным. В результате — существенное увеличение длительности процесса термообработки и разрушение термолabileльных компонентов на поверхности объекта.

Большая диэлектрическая проницаемость, в особенности влагосодержащих материалов, приводит, с одной стороны, к сильному перераспределению энергии поля в камере, а с другой — к уменьшению доли энергии, проникающей внутрь обрабатываемого объекта. Энергия отражается от среды с большой диэлектрической проницаемостью. Изменение диэлектрической проницаемости в процессе термообработки, например при сушке, приводит к перераспределению энергии в камере и объекте и, следовательно, к изменению технологического процесса. Все это требует введения сложных устройств контроля режима и управления мощностью генератора, увеличивая стоимость установки [177].

Особенно ярко проявляются недостатки СВЧ нагрева при размораживании продуктов. Изменение относительной диэлектрической проницаемости воды в диапазоне 3...81 при таянии льда приводит к экранированию объекта по мере оттаивания и требует охлаждения с поверхности [172].

Существенным недостатком СВЧ диапазона является также и опасность излучения, требующая тщательной экранировки камеры и прак-

тически исключая обработку крупногабаритной продукции, имеющей большой объем.

Несмотря на указанные недостатки, СВЧ энергия находит все более широкое применение в различных отраслях промышленности, сельском хозяйстве и быту. К сдерживавшим ее применение факторам в нашей стране, кроме упомянутых выше, можно отнести экологическую безопасность, отсутствие ранее свободных мощностей в радиоэлектронной промышленности, достаточного финансирования разработок в этой области, а также кадров необходимой квалификации в областях возможной реализации СВЧ нагрева.

3.1.2. ВЧ и СВЧ камеры на замедляющих системах

Существенное увеличение цен на энергоносители, а также высвобождение больших мощностей электронной и радиопромышленности, коренным образом изменили отношение к использованию электромагнитного нагрева. Естественно, что перечисленные выше недостатки будут сдерживать и удорожать разработку и внедрение соответствующих технологических процессов и оборудования. Устранить эти недостатки можно существенно снизив (до 13,56...433 МГц) рабочую частоту установок за счет применения ЗС [36–38]. Замедление электромагнитной волны в таких системах в десятки раз позволяет во столько же раз уменьшить длину волны электромагнитного поля и концентрировать его энергию в малых по сравнению с длиной волны в свободном пространстве объемах. При этом пропорционально замедлению волны увеличивается эффективность взаимодействия электромагнитного поля с полупроводящей средой. Объясняется это пропорциональной замедлению концентрацией энергии вдоль системы. Чем больше замедление, тем ниже можно выбрать рабочую частоту, снимая тем самым ограничение на глубину проникновения энергии в нагреваемый объект. Благодаря тому, что распределение поля по поперечному сечению в ЗС определяется прежде всего величиной замедления и конфигурацией проводников, влияние диэлектрической проницаемости и проводимости нагреваемого объекта на это распределение, а следовательно, и на режим обработки, существенно уменьшается. Возможность менять в широких пределах форму, размеры проводников замедляющей системы и величину замедления, открывает широкие перспективы для термообработки продукции различных размеров в твердом, сыпучем и жидком состоянии. При этом существенно уменьшается экранирующее действие границ объектов.

При наличии замедления, определяемая формулой (3.1.1) удельная мощность потерь умножается на величину замедления n , равного отношению скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости

волны в ЗС. Если неоднородность распределения электрического поля по поперечному сечению обрабатываемого объекта, а также неполное заполнение им объема ЗС учесть с помощью коэффициента взаимодействия $K_{вз}$ [120–122], то вместо выражения (3.1.1) для мощности потерь $P_{пот}$, выделяемой на единице длины ЗС, можно написать

$$P_{пот} = 2,1 \cdot 10^{-8} f n K_{вз} P \operatorname{tg} \delta, \quad (3.1.4)$$

где P — проходящая мощность; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь.

В простейшем случае, когда $K_{вз} = 1$, а напряженность электрического поля постоянна по поперечному сечению, удельная мощность, выделяемая в единичном объеме:

$$P_{уд} = 0,278 n |E|^2 f \epsilon'' 10^{-10}. \quad (3.1.5)$$

Возможность увеличения выделяемой в объеме мощности благодаря замедлению волны, а также имеющая место во многих случаях независимость мощности потерь от частоты, делают реальным освоение меггерцового диапазона, в том числе и для печей бытового назначения. При этом уменьшение резонансных размеров нагревателя на замедляющей системе делает возможным согласование генератора непосредственно с камерой, не прибегая к ее включению в специальный контур, как это делается в СВЧ установках. Таким образом, схему построения ВЧ генераторов можно сделать аналогичной схеме СВЧ генераторов, увеличив их эффективность.

Попытки увеличения эффективности электромагнитного нагрева путем применения ЗС предпринимались и ранее. Однако при этом разработчики не ставили задачу уменьшения рабочей частоты и использовали системы с небольшим замедлением. Так, в СВЧ печи «Электроника-500» применена радиальная гребенка, концентрирующая энергию в относительно небольшом объеме около поверхности гребешков [178]. Разновидностью такой конструкции явилась СВЧ камера с гребенкой сферической формы, предназначенная для термообработки сверхчистых реактивов [179].

Для обработки проточных сред разработана камера на диафрагмированном волноводе [170, 180]. Выбирая размер диафрагм, можно обеспечить достаточно равномерное распределение энергии электрического поля волны по поперечному сечению нагреваемого потока. Однако при этом изменение электрических параметров среды в процессе термообработки приводит к существенному перераспределению энергии и нарушению технологического режима. Частично устранить этот недостаток можно меняя параметры ЗС вдоль рабочего канала, как это сделано в камере на диафрагмированном волноводе, предназначенной для термообработки колбасного фарша большого диаметра [181]. Однако сравнимые с длиной волны поперечные размеры такой камеры

затрудняют ее проектирование на относительно низкие частоты.

Существенным продвижением вперед на пути применения ЗС для электромагнитного нагрева явились разработка и исследование ВЧ установок с нагревателями на связанных меандр-линиях [182, 183]. Выбирая геометрические размеры меандр-линий от нескольких сантиметров до нескольких метров, а также рабочую частоту, удалось осуществить целый ряд технологических процессов, включая предпосевную обработку семян и клубней, обжарку какао-бобов, сушку зерна [174], изделий из дерева, движущихся текстильных полотен и т.д.

Условием успешного применения ЗС является необходимость выбора конфигурации нагревателя и его расчет непосредственно для конкретного объекта. В ЗС распределение энергии электрического поля при частичном их заполнении диэлектриком качественно отличается от распределения в волноводах. Если в последнем случае диэлектрик как бы втягивает энергию волны, то в ЗС при неправильном выборе ее параметров большая часть энергии сосредотачивается в зазоре между диэлектриком и поверхностью ЗС. Выбирая величину замедления, можно обеспечить оптимальное распределение энергии по поперечному сечению ЗС [185]. Улучшить эффективность нагрева удастся также заполняя зазор между обрабатываемым материалом и ЗС диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к диэлектрической проницаемости материала. Это означает, что вопреки казалось бы очевидной необходимости выбора материалов с малой диэлектрической проницаемостью для изготовления, например, сосуда или трубопровода, заполняемых обрабатываемым продуктом с большой диэлектрической проницаемостью, нужно выбирать не фторопласт с $\epsilon = 2...4$, а керамику с ϵ порядка 80...120.

Поверхностный характер распределения энергии в ЗС позволяет существенно увеличить эффективность обработки, например, текстильных и других тонких материалов, помещая их между плоскими ЗС [186]. Такие конструкции нагревателей могут применяться и в СВЧ диапазоне, если ширина ЗС не превышает четверти длины волны на рабочей частоте. Увеличить ширину обрабатываемого материала можно применяя спаренные ЗС [54, 56] или располагая их, например, при непрерывной обработке движущейся ленты перпендикулярно направлению перемещения. Неравномерность нагрева по ширине в этом случае исключается либо путем плавного изменения зазора между ЗС (рис. 3.1.3), либо подключением ЗС к источникам энергии с обеих сторон [180]. Существенно увеличить площадь обрабатываемого материала — бумаги, фанеры, нарезанных овощей и фруктов, возможно также благодаря применению двумерно-периодических ЗС [187]. Применение таких систем позволяет существенно увеличить подводимую мощность, не повышая опасность электрического пробоя.

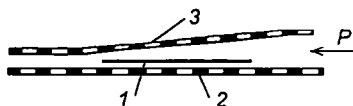


Рис. 3.1.3. Размещение плоских ЗС перпендикулярно перемещению диэлектрической ленты: 1 — обрабатываемая лента; 2 — нижняя ЗС; 3 — верхняя ЗС

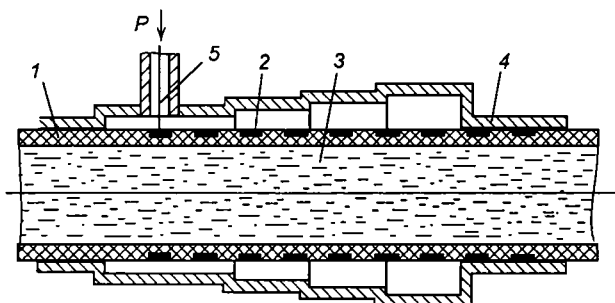


Рис. 3.1.4. ВЧ-камера для стерилизации: 1 — диэлектрическая труба; 2 — ленточная спираль; 3 — обрабатываемая технологическая среда; 4 — ступенчатый металлический экран; 5 — коаксиальный ввод энергии

Выполненные исследования показали также реальную возможность создания малогабаритного стерилизатора проточных сред, работающего на частоте 27 МГц [57, 133, 188]. В качестве нагревателя применена ленточная цилиндрическая спираль, намотанная в винтовую канавку на внешней поверхности диэлектрической трубы (рис. 3.1.4). При плавном или ступенчатом изменении диаметра металлического экрана можно обеспечить достаточно равномерное по длине спирали выделение мощности, что позволяет осуществлять стерилизацию не только непрерывного потока, но и отдельных порций продукта. При диаметре спирали 60 мм и коэффициенте замедления порядка 40, распределение энергии электрического поля внутри нагреваемого потока достаточно равномерно, а затухание волны превышает 100 дБ/м даже при заполнении обычной водопроводной водой.

Как указывалось выше, изменять распределение поля волны в ЗС можно меняя замедление, частоту и конфигурацию проводников. В связанных ЗС, возбуждая симметричную или несимметричную волну, можно не только изменять распределение поля, но и сосредотачивать в заданном объеме преимущественно энергию электрического или магнитного поля [36–38], что существенно при выборе конструкции нагревателя. Так при термообработке материалов с малой проводимостью важно обеспечить оптимальное взаимодействие с электрическим полем волны, а при обработке материалов с большой проводимостью — с магнитным полем. Практически полностью отражающая падающую электромагнитную волну плазма с проводимостью 10 См/м, полностью пронизывается магнитным полем связанных спиралей (рис. 3.1.5) при противофазном их возбуждении. Энергия электрического поля волны

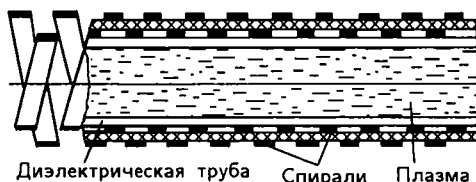


Рис. 3.1.5. ВЧ-нагреватель на связанных цилиндрических спиралях



Рис. 3.1.6. ВЧ-нагреватель на связанных ЗС типа «встречные штыри» (стрелкой показано направление перемещения материала)

сосредоточена в основном в зазоре между спиралями. Эффективность проникновения энергии тем больше, чем больше замедление, которое в рассматриваемом случае может намного превышать геометрическое замедление, равное отношению длины витка спирали к ее шагу.

Применяя ЗС, основная часть энергии которых переносится плюси-минус первыми пространственными гармониками волны электрического или магнитного типа, можно, наоборот, резко уменьшить глубину проникновения энергии в обрабатываемый материал, обеспечивая, например, терапевтическое тепловое воздействие на заданную глубину при лечении заболеваний кожи [189], поверхностную обработку шкур животных или освобождение ото льда улиц и тротуаров [190].

ЗС типа встречных штырей обеспечивает при противофазном возбуждении концентрацию электрического поля в небольшом слое, не превышающем одной шестой периода. Камера с такой конфигурацией нагревателя спроектирована для непрерывной сушки нитей на частоте 27 МГц [191]. Смещение штырей друг относительно друга в поперечном направлении (рис. 3.1.6) позволяет пропускать обрабатываемый материал в продольном электрическом поле с максимальным значением напряженности.

Возможность создания на частотах 13,56...433 МГц относительно дешевых электровакуумных генераторов на основе резотродов с мощностями до 1 кВт и проектирование модульных установок открывают неограниченные возможности для обеспечения с помощью ЗС технологических процессов термообработки различных промышленных материалов и сред [177].

Одним из важных последствий применения относительно низких частот является резкое уменьшение излучения через окна загрузки, возможность создания практически не излучающих шлюзов с поперечными

размерами на порядок меньшими длины волны в свободном пространстве. Опасность излучения снижается также и тем, что принцип действия камер с нагревателем в виде ЗС основан не на излучении волны, как это имеет место в СВЧ камерах, а на возбуждении электромагнитного поля непосредственно в обрабатываемой среде. Все это повышает безопасность эксплуатации ВЧ установок и облегчает их применение.

Применение высоких частот для приготовления пищи позволяет благодаря увеличению глубины проникновения поля существенно увеличить скорость обработки и производительность, а также уменьшить опасность появления канцерогенных веществ. В то же время, в отличие от многомодовых СВЧ камер, ЗС не позволяют обеспечить их универсальное применение и окажутся более пригодными для конкретных технологических процессов, рассчитанных на определенную конфигурацию и заданные объемы продуктов. Это, однако, не исключает возможности их универсального применения в быту, например, путем создания комбинированной установки (кухонного комбайна) для стерилизации и приготовления продуктов питания, кипячения воды, сушки овощей и фруктов, размораживания мяса, сушки одежды и обуви, глажения белья и т.д. [54].

Выполненные к настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования позволяют приступить к широкомасштабной разработке новых технологических процессов высокочастотной обработки материалов и сред с помощью установок на ЗС. При этом немаловажным преимуществом таких установок является возможность их патентования и продажи за рубежом.

Проведенный анализ особенностей электромагнитного нагрева на различных частотах, опыта разработок и внедрения ВЧ и СВЧ технологических установок, а также выполненные исследования и расчеты позволяют сделать вывод о преимуществах термообработки различных материалов и технологических сред в диапазоне высоких частот с использованием излучателей и нагревателей на ЗС. Установки на ЗС имеют более простую конструкцию, дешевле, проще и безопаснее в эксплуатации, обеспечивают необходимое качество продукции и более высокую скорость термообработки по сравнению с СВЧ камерами.

3.2. Особенности элементов и устройств электромагнитной термообработки плоских диэлектрических пластин

3.2.1. Анализ модели нагревателя

Применение ЗС в качестве нагревателей для термообработки диэлектриков и полупроводящих материалов позволяет существенно понизить рабочую частоту, сохранив высокую интенсивность воздействия

[54–56, 182–186]. Однако поверхностный характер распределения энергии замедленной волны приводит к неравномерному распределению энергии по объему камеры и по толщине обрабатываемого материала, что вызывает необходимость оптимизации параметров ЗС как по эффективности проникновения энергии в материал, так и по равномерности ее распределения.

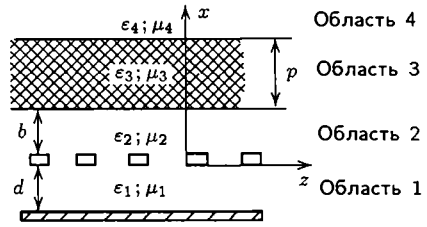


Рис. 3.2.1. Обобщенная модель плоской ЗС с металлическим экраном и диэлектрической пластиной толщиной p

Рассмотрим обобщенную модель плоской ЗС в виде бесконечно тонкой импедансной поверхности единичной ширины и расположенным под ней на расстоянии d идеально-проводящим экраном (рис. 3.2.1).

Сверху от ЗС на расстоянии b установлена диэлектрическая пластина толщиной p . Расположим начало прямоугольной системы координат x, y, z на нижней границе пластины, направив ось z в направлении распространения волны, а ось x — вверх перпендикулярно граничным поверхностям. Пронумеруем все области рассматриваемой системы, начиная от области между импедансной поверхностью и экраном, используя в дальнейшем номера областей в качестве индексов при соответствующих величинах. Магнитные проницаемости сред во всех областях будем полагать равными магнитной проницаемости вакуума μ_0 . Диэлектрические проницаемости сред в первой и четвертой областях также будем считать равными диэлектрической проницаемости вакуума ϵ_0 . Значения относительных диэлектрических проницаемостей во второй и третьей областях обозначим соответственно ϵ_2 и ϵ_3 . Будем считать, что все составляющие электромагнитного поля распространяющейся в ЗС волны зависят от времени t и продольной координаты z как $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, β — фазовая постоянная.

Несмотря на то что эффект теплового воздействия электромагнитной волны вызван ее затуханием в обрабатываемом материале, будем все же полагать фазовую постоянную величиной действительной, считая, что наличие электромагнитных потерь не оказывает существенного влияния на распределение энергии по поперечному сечению рассматриваемой системы. Это позволяет оценивать эффективность конструкции нагревателя отвлекаясь от поглощающих свойств обрабатываемого материала.

Полагая зависимость составляющих поля от поперечной координаты y $[(\partial/\partial y) = 0]$ незначительной, будем рассматривать волну в виде суммы волн электрического типа с составляющими E_z, E_x, H_y и магнитного типа с составляющими H_z, H_x, E_y . Так как в представляющих практический интерес случаях достаточно большого замедления

поперечная составляющая электрического поля E_y незначительна, то взаимодействием волны магнитного типа с диэлектрической пластиной будем пренебрегать.

Решая волновые уравнения относительно продольных составляющих электрического поля во всех четырех областях, пользуясь уравнениями Максвелла и применяя граничные условия на поверхностях, разделяющих области, находим

$$E_{z1} = E_1[\operatorname{ch}(x+b)\tau + \operatorname{cth}(d\tau)\operatorname{sh}(x+b)\tau];$$

$$E_{x1} = \frac{j\beta}{\tau}E_1[\operatorname{sh}(x+b)\tau + \operatorname{cth}(d\tau)\operatorname{ch}(x+b)\tau]; \quad (3.2.1)$$

$$E_{z2} = E_2[\operatorname{ch}x\tau_2 - \frac{\varepsilon_3\tau_2}{\varepsilon_2\tau_3}D\operatorname{sh}x\tau_2];$$

$$E_{x2} = \frac{j\beta}{\tau_2}E_2[\operatorname{sh}x\tau_2 - \frac{\varepsilon_3\tau_2}{\varepsilon_2\tau_3}D\operatorname{ch}x\tau_2]; \quad (3.2.2)$$

$$E_{z3} = E_2[\operatorname{ch}x\tau_3 - D\operatorname{sh}x\tau_3];$$

$$E_{x3} = \frac{j\beta}{\tau_3}E_2[\operatorname{sh}x\tau_3 - D\operatorname{ch}x\tau_3]; \quad (3.2.3)$$

$$E_{z4} = E_2[\operatorname{ch}p\tau_3 - D\operatorname{sh}p\tau_3]\exp[-(x-p)\tau];$$

$$E_{x4} = -\frac{j\beta}{\tau}E_2[\operatorname{ch}p\tau_3 - D\operatorname{sh}p\tau_3]\exp[-(x-p)\tau], \quad (3.2.4)$$

где τ , τ_2 , τ_3 — поперечные постоянные соответственно в первой, четвертой, второй и третьей областях, связанные с фазовой постоянной β и волновым числом вакуума k соотношениями

$$\beta^2 = \tau^2 + k^2 = \tau_2^2 + k^2\varepsilon_2 = \tau_3^2 + k^2\varepsilon_3; \quad k^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0; \quad (3.2.5)$$

E_1 и E_2 — значения продольных составляющих электрического поля соответственно на поверхности импедансного проводника ЗС и на нижней поверхности пластины, связанные друг с другом соотношением

$$E_1 = E_2 \left(\operatorname{ch}b\tau_2 + \frac{\varepsilon_3\tau_2}{\varepsilon_2\tau_3}D\operatorname{sh}b\tau_2 \right); \quad (3.2.6)$$

D — постоянная интегрирования, определяемая выражением

$$D = \frac{\operatorname{sh}p\tau_3 + \frac{\tau_3}{\varepsilon_3\tau}\operatorname{ch}p\tau_3}{\operatorname{ch}p\tau_3 + \frac{\tau_3}{\varepsilon_3\tau}\operatorname{sh}p\tau_3}. \quad (3.2.7)$$

На рис. 3.2.2 показаны зависимости отношения квадратов модулей продольных составляющих напряженности электрического поля на верхней E_3 и нижней E_2 границах пластины от нормированной толщи-

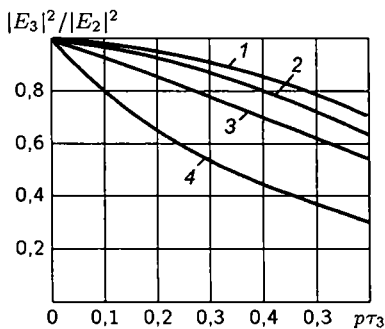


Рис. 3.2.2. Зависимости отношения квадратов модулей продольных составляющих напряженности электрического поля на верхней E_3 и нижней E_2 границах пластины от нормированной толщины пластины $r\tau_3$ при разных значениях $\tau_3/\epsilon_3\tau$, равных 0,01; 0,1 и 0,2 (соответственно кривые 1, 2 и 3). Кривая 4 — экспоненциальное распределение поля при $\epsilon_3 = \epsilon_4$

ны пластины $r\tau_3$ при разных значениях $\tau_3/\epsilon_3\tau$ равных 0,01; 0,1 и 0,2 (соответственно кривые 1, 2 и 3). Здесь же кривая 4, построенная для случая заполнения области 4 средой с той же диэлектрической проницаемостью, что и проницаемость материала пластины, демонстрирует экспоненциальное распределение поля.

Как показывает расчет, в представляющем практический интерес диапазоне значений ϵ поперечная составляющая напряженности электрического поля внутри пластины E_{x3} существенно меньше продольной составляющей E_{z3} , что позволяет не учитывать связанную с ней энергию. Таким образом, приведенные на рис. 3.2.2 зависимости 1–3 представляют распределение энергии по поперечному сечению пластины и позволяют выбрать максимально допустимое значение $r\tau_3$, обеспечивающее допустимую неравномерность нагрева. При допустимой неравномерности порядка 10...20 %, величина $r\tau_3$ не должна превышать 0,3...0,4, что при длине нагревателя равной половине длины замедленной волны соответствует толщине пластины p порядка 0,1 длины нагревателя.

3.2.2. Оценка эффективности термообработки

Обеспечив достаточно равномерное распределение энергии электрического поля волны по поперечному сечению диэлектрической пластины, найдем условия, при которых доля этой энергии по сравнению со всей энергией волны максимальна. Воспользуемся для этой цели коэффициентом взаимодействия $K_{вз}$, характеризующим эффективность взаимодействия замедленной волны с диэлектриком [120–122]. При относительно небольшом различии фазовой и групповой скоростей в ЗС [192], воспользуемся следующим приближенным выражением:

$$K_{вз} = \frac{W_3^e}{W_1^e + W_2^e + W_3^e + W_4^e} \quad (3.2.8)$$

Здесь $W_{1,2,3,4}^e$ — энергия электрического поля волны электрического типа, запасенная на отрезке ЗС единичной длины в соответствующей

области. При наличии наряду с волной электрического типа волны магнитного типа, в знаменателе выражения (3.2.8) должно стоять суммарное значение запасенной энергии, в результате чего величина коэффициента взаимодействия уменьшится приблизительно вдвое.

В представляющих практический интерес случаях замедление волны достаточно велико и поперечные постоянные во всех областях равны друг другу и фазовой постоянной β , т.е.

$$\tau_2 \approx \tau_3 \approx \tau \approx \beta. \quad (3.2.9)$$

Одним из очевидных условий увеличения $K_{вз}$ является уменьшение расстояния b между нагревателем и пластиной. Поэтому будем полагать, что $b \ll 1$, и, следовательно, выражения (3.2.2) с учетом условия (3.2.9) можно упростить:

$$\begin{aligned} E_{z2} &\approx E_2 \left(1 - \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} D x \tau \right); \\ E_{x2} &\approx -j E_2 \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} D \left(1 - \frac{\epsilon_2 x \tau}{\epsilon_3 D} \right). \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

Возводя в квадрат модули правых частей выражений (3.2.10), складывая их и интегрируя по x от $-b$ до 0, получим с точностью до членов первого порядка малости относительно x следующее выражение для энергии электрического поля, запасенной на единичной длине системы единичной ширины в области между нагревателем и пластиной:

$$W_2^e \approx \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 b}{2} E_2^2 \left[1 + \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} D \right)^2 - 2 \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} D b \tau \right]. \quad (3.2.11)$$

Аналогичным образом с помощью (3.2.3) определяем энергию, запасенную в третьей области:

$$W_3^e \approx \frac{\epsilon_0 \epsilon_3 E_2^2}{4\tau} [(1 + D^2) \operatorname{sh} 2p\tau - 2D(\operatorname{ch} 2p\tau - 1)]. \quad (3.2.12)$$

Энергию электрического поля в четвертой области находим с помощью выражений (3.2.4):

$$W_4^e \approx \frac{\epsilon_0 E_2^2}{2\tau} (\operatorname{ch} p\tau - D \operatorname{sh} p\tau)^2. \quad (3.2.13)$$

Интегрируя от $x = d + b$ до $x = b$ сумму квадратов напряженностей электрического поля, определяемых выражением (3.2.1), получим с учетом соотношения (3.2.6) и малости $b\tau$

$$W_1^e \approx \frac{\epsilon_0 E_2^2}{2\tau} \left(1 + \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} D b \tau \right)^2 \operatorname{cth} d\tau. \quad (3.2.14)$$

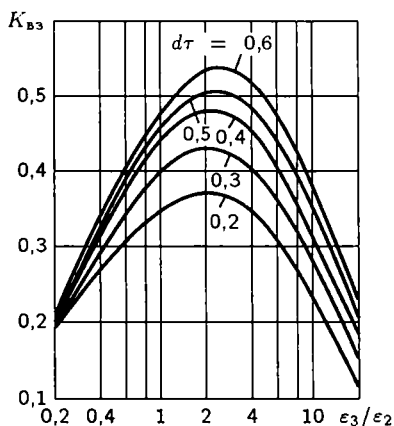


Рис. 3.2.3. Зависимости коэффициента взаимодействия от отношения ϵ_3/ϵ_2 при нормированной толщине пластины $p\tau = 0,3$; $b\tau = 0,2$; $\epsilon_3 = 20$ и изменении $d\tau$

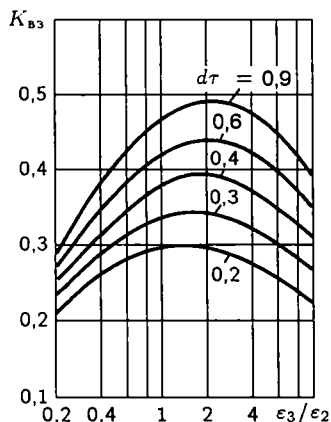


Рис. 3.2.4. Зависимости коэффициента взаимодействия $K_{вз}$ от отношения ϵ_3/ϵ_2 при нормированной толщине пластины $p\tau = 0,3$; $b\tau = 0,1$; $\epsilon_3 = 10$ и изменении $d\tau$

Выбирая электрическую длину обрабатываемой пластины $p\tau$ и диэлектрическую проницаемость среды, заполняющей вторую область, можно с помощью формулы (3.2.8) рассчитать коэффициент взаимодействия $K_{вз}$, характеризующий эффективность нагревателя. На рис. 3.2.3 приведены зависимости $K_{вз}$ от отношения ϵ_3/ϵ_2 при $p\tau = 0,3$; $b\tau = 0,2$; $\epsilon_3 = 20$ и различных значениях $d\tau$. Увеличиваясь с увеличением $d\tau$, т.е. с удалением экрана, $K_{вз}$ проходит через максимум при значениях ϵ_3/ϵ_2 порядка 2...3. Последнее свидетельствует о своего рода согласующем эффекте, оказываемым диэлектриком, заполняющим пространство между замедляющей системой и нагреваемой пластиной. Такой согласующий эффект выражается несколько слабее при уменьшении зазора b и диэлектрической проницаемости пластины, что иллюстрируется зависимостями на рис. 3.2.4, рассчитанными для $p\tau = 0,3$; $b\tau = 0,1$; $\epsilon_3 = 10$ и различных значений $d\tau$. В этом случае оптимальное значение ϵ_3/ϵ_2 уменьшается и лежит в диапазоне 1...2.

Самостоятельный интерес представляет рассмотрение случая близости фазовой скорости волны и скорости света в обрабатываемом диэлектрике, что может иметь место при достаточно больших значениях ϵ_3 . При этом, как это следует из (3.2.5), (3.2.7) $\tau_3 \approx 0$, $D \approx 0$ и выражения для напряженностей электрического поля (3.2.3), (3.2.4) существенно упрощаются:

$$E_{z3} \approx E_2; \quad E_{x3} \approx 0; \quad (3.2.15)$$

$$E_{z4} \approx E_2 \exp[-(x-p)\tau]; \quad E_{x4} \approx -\frac{j\beta}{\tau} E_2 \exp[-(x-p)\tau]. \quad (3.2.16)$$

Упрощаются и выражения для запасенной энергии (3.2.11)–(3.2.14):

$$W_1^e \approx \frac{\varepsilon_0 E_2^2}{2\tau} \operatorname{cth} d\tau; \quad (3.2.17)$$

$$W_2^e \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2^2 b}{2}; \quad (3.2.18)$$

$$W_3^e \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_3 E_2^2 p}{2}; \quad (3.2.19)$$

$$W_4^e \approx \frac{\varepsilon_0 E_2^2}{2\tau}. \quad (3.2.20)$$

Равенство нулю поперечной постоянной τ_3 означает, что формулы (3.2.15)–(3.2.20) справедливы при любой толщине пластины, и распределение энергии электрического поля по ее поперечному сечению оказывается постоянным. Правда, на практике, вследствие потерь, поле будет немного ослабевать к верхней границе пластины, что легко учесть в каждом конкретном случае.

Возвращаясь к формуле (3.2.8) для коэффициента взаимодействия, получаем

$$K_{\text{вз}} \approx \frac{\varepsilon_3 p \tau}{1 + \operatorname{cth} d\tau + \varepsilon_2 b \tau + \varepsilon_3 p \tau}. \quad (3.2.21)$$

Из полученного выражения следует, что в рассматриваемом случае увеличение диэлектрической проницаемости среды, заполняющей вторую область, приводит к уменьшению коэффициента взаимодействия. Это объясняется тем, что при синхронизме скорости волны в ЗС и скорости света в обрабатываемом материале нет необходимости в согласовании пластины с ЗС. В этом случае вступает в действие механизм перекачки энергии из ЗС в пластину, типичный для связанных систем. Пренебрегая величиной $\varepsilon_2 b \tau$ по сравнению с единицей и полагая $\operatorname{cth} d\tau \approx 1$, получаем следующее выражение для максимального значения коэффициента взаимодействия:

$$K_{\text{вз}} \approx \frac{1}{1 + 2/(\varepsilon_3 p \tau)}. \quad (3.2.22)$$

Проведенный анализ показал возможность эффективной термообработки диэлектрических пластин в электромагнитном поле плоской ЗС. Найдены относительно простые выражения для коэффициента, характеризующего эффективность взаимодействия замедленной волны с диэлектрической пластиной. Установлено, что при относительно больших замедлениях коэффициент взаимодействия оказывается максимальным при диэлектрической проницаемости среды, заполняющей пространство между нагревателем и пластиной, близкой к диэлектрической проницаемости материала пластины. Показана также возможность эффективной обработки толстых диэлектрических пластин при

синхронизме скорости замедленной волны и скорости света в обрабатываемом материале.

3.3. Электродинамический анализ нагревателя на меандр-линии с проводниками круглого сечения

Меандр-линия является широко распространенной ЗС, применяемой в качестве базовой структуры электромагнитных нагревателей для термообработки плоских диэлектрических материалов [54–56, 58]. В этом случае проводники меандр-линии выполняются массивными и имеют круглое или овальное поперечное сечение. При этом форма проводников оказывает существенное влияние на характеристики системы в целом. Расчет такой структуры методом многопроводных линий [31–33] в представляющих практический интерес случаях относительно низких частот оказывается достаточно сложным, что делает актуальным разработку более простого метода расчета, основанного на предположении, что шаг меандр-линии существенно меньше замедленной длины волны.

3.3.1. Исходные соотношения

Рассмотрим меандр-линию с проводниками круглого поперечного сечения (рис. 3.3.1). Радиус проводников меандр-линии — a , шаг — h , ширина линии — H . Расположим начало прямоугольной системы координат x, y, z в центре одного из поперечных проводников, направив ось z вдоль распространения волны, а ось x вверх, перпендикулярно плоскости расположения проводников меандр-линии.

Будем полагать, что сдвиг фазы волны Θ между соседними проводниками относительно мал, что позволяет при замене рассматриваемой системы эквивалентной ей длинной линией воспользоваться следующим уравнением:

$$\beta^2 = \omega^2 L_0 C_0. \quad (3.3.1)$$

Здесь β — фазовая постоянная; ω — угловая частота; L_0 и C_0 — погонные индуктивность и емкость структуры соответственно.

В разд. 1.4 показано, что такое уравнение можно упростить, исключив из рассмотрения индуктивное сопротивление, вызванное конечностью скорости распространения волны по продольным проводникам [83, 89]. В случае гребенки, например, таким сопротивлением является индуктивное сопротивление

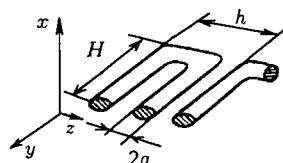


Рис. 3.3.1. Меандр-линия с проводниками круглого поперечного сечения

основания. В рассматриваемом нами случае это позволяет ограничиться расчетом индуктивности только поперечных проводников и записать дисперсионное уравнение в упрощенном виде:

$$\tau^2 = \omega^2 LC_0, \quad (3.3.2)$$

где L — суммарная индуктивность поперечных проводников на единице длины линии; τ — поперечная постоянная, связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k соотношением

$$\tau^2 = \beta^2 - k^2. \quad (3.3.3)$$

Считая, что длина поперечных проводников значительно больше расстояния между ними, пренебрежем полями рассеяния на концах проводников. Учитывая симметричность системы, будем считать также, что заряд и токи сосредоточены и текут по оси каждого проводника. Пренебрегая запаздыванием потенциала, будем искать составляющие поля волны в статическом приближении по формулам для бесконечно длинных проводников. Значение сдвига фазы волны между соседними проводниками Θ полагаем не превышающим $\pi/6$.

3.3.2. Определение эквивалентных параметров

Пронумеруем проводники меандр-линии, принимая за нулевой проводник, в центре которого расположено начало координат.

Индуктивность каждого проводника $L_{\text{пр}}$ есть отношение потока магнитной индукции Φ , охватывающего проводник, к току I в нем, т.е.

$$L_{\text{пр}} = \Phi/I. \quad (3.3.4)$$

Поскольку расстояние между осями соседних проводников, т.е. шаг системы, обозначен через h , то в соответствии со сказанным выше

$$L = L_{\text{пр}}/h = \Phi/(Ih). \quad (3.3.5)$$

Величину погонной емкости C_0 найдем с помощью известного соотношения:

$$C_0 = I_{\text{см}}/(j\omega U), \quad (3.3.6)$$

где U — амплитуда максимальной разности потенциалов в линии; $I_{\text{см}}$ — амплитуда поперечного тока смещения у поверхности линии.

Несмотря на сложную конфигурацию линии и явное наличие пространственных гармоник поля у ее поверхности, усредненный на единицу длины поток электрической индукции (смещения) должен быть равен поверхностной плотности заряда. Обозначая линейную плотность заряда на проводниках через q , находим среднюю поверхностную плотность q/h .

При ширине меандр-линии, обозначенной через H , поток электрической индукции (смещения) через поверхность, охватывающую проводники на единице длины, равен qH/h , а ток смещения

$$I_{\text{см}} = j\omega qH/h. \quad (3.3.7)$$

Напряжение U может быть найдено путем интегрирования поперечной составляющей электрического поля E_x по координате x от значения радиуса проводника $x = a$ до бесконечности. При этом нужно брать не мгновенное значение E_x , а его амплитуду. Если зафиксировать волну в момент, когда нулевой проводник имеет максимальный заряд и ток, то

$$U = \int_a^{\infty} E_x(x) dx. \quad (3.3.8)$$

Естественно, что в реальной системе амплитуды электрического и магнитного полей изменяются вдоль поперечных проводников. Однако, учитывая, что в рассматриваемом нами случае относительно низких частот ширина структуры H значительно меньше длины волны в свободном пространстве, будем полагать, что поле волны не зависит от координаты y , направленной вдоль поперечного проводника.

Предположим, что в рассматриваемой меандр-линии распределение заряда и тока вдоль линии таково, что в i -м проводнике заряд q_i и ток I_i определяются выражениями, характерными для распределения поля в бегущей волне:

$$q_i = q \cos i\Theta; \quad I_i = I \cos i\Theta. \quad (3.3.9)$$

Соотношения (3.3.9) учитывают динамику движения волны, однако вследствие того, что $h/H \ll 1$; $r_i/\lambda \ll 1$, где $r_i^2 = x^2 + (hi)^2$, для малых номеров i , дающих главный вклад в суммарное поле, фазовым запаздыванием (статическое приближение) можно пренебречь.

Суммируя напряженности электрического поля, возбуждаемого над нулевым проводником зарядами на бесконечной последовательности поперечных проводников, а также напряженности магнитного поля, возбуждаемого токами в указанных проводниках, находим с учетом выражений для бесконечных рядов тригонометрических функций [193]:

$$E_x(x) = \frac{qx}{2\pi\epsilon_0 h^2} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos i\Theta}{i^2 + x^2/h^2} = \frac{q}{2h\epsilon_0} \frac{\text{ch} \frac{x}{h}(\pi - \Theta)}{\text{sh} \frac{x}{h}\pi}; \quad (3.3.10)$$

$$H_z(x) = \frac{Ix}{2\pi h^2} (-1)^i \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos i\Theta}{i^2 + x^2/h^2} = \frac{I}{2h} \frac{\text{ch} \frac{x}{h}\Theta}{\text{sh} \frac{x}{h}\pi}. \quad (3.3.11)$$

Чтобы проинтегрировать по x полученное выше выражение для $E_x(x)$,

преобразуем его к следующему виду:

$$E_x(x) = \frac{q}{2h\epsilon_0} \left[\exp\left(-\frac{x}{h}\Theta\right) + \frac{2 \operatorname{ch} \frac{x}{h}\Theta}{\exp\left(\frac{2x\pi}{h}\right) - 1} \right]. \quad (3.3.12)$$

Второе слагаемое в квадратной скобке выражения (3.3.12) быстро убывает с ростом x и уже при $x = h/2$ на порядок отличается от первого слагаемого. Таким образом, даже при небольшом удалении от поверхности линии поперечное распределение электрического поля так же, как в случае импедансной поверхности [31–33], экспоненциально. Однако при этом поперечная постоянная Θ/h равна фазовой постоянной β , а в импедансных системах она равна τ . Это отличие является результатом статического приближения и легко устраняется, если положить $\Theta/h = \tau$.

Ввиду малости сдвига фазы Θ функцию $\operatorname{ch}(x\Theta/h)$ можно заменить единицей при $x \leq h/2$. При больших же значениях x , как уже было отмечено, вторым членом в выражении (3.3.12) можно пренебречь. Это позволяет упростить выражение для $E_x(x)$ и, подставив его в интеграл (3.3.8), найти напряжение

$$U = \frac{q}{2h\tau\epsilon_0} \left\{ \exp(-a\tau) - \frac{h\tau}{\pi} \ln \left[1 - \exp\left(-\frac{2a\pi}{h}\right) \right] \right\}. \quad (3.3.13)$$

Подставляя правые части выражений (3.3.7) и (3.3.13) в формулу для погонной емкости (3.3.6), находим:

$$C_0 = \frac{2\epsilon_0 H \tau}{\exp(-a\tau) - \frac{h\tau}{\pi} \ln \left[1 - \exp\left(-\frac{2a\pi}{h}\right) \right]}. \quad (3.3.14)$$

Для определения потока магнитной индукции Φ необходимо проинтегрировать $H_z(x)$ от a до ∞ . Так как непосредственно это сделать очень сложно, разобьем область интегрирования на два участка: от a до $h/2$ и от $h/2$ до ∞ . Так как мы приняли, что $\Theta \leq \pi/6$, то легко показать, что с точностью до 3 % функция $\operatorname{ch}(x\Theta/h) = 1$, и, воспользовавшись табличным интегралом, можно найти

$$\int_a^{h/2} H_z(x) dx = \frac{I}{2\pi} [\ln \operatorname{th}(\pi/4) - \ln \operatorname{th}(a\pi/2h)]. \quad (3.3.15)$$

При значениях $x \geq h/2$ выражение для $H_z(x)$ можно с достаточной для практики точностью представить в виде суммы первых пространственных гармоник:

$$H_z(x) = \frac{I}{2h} \left\{ \exp\left[-\frac{x}{h}(\pi - \Theta)\right] + \exp\left[-\frac{x}{h}(\pi + \Theta)\right] \right\} dx. \quad (3.3.16)$$

Интегрируя правую часть выражения по x от $h/2$ до ∞ и пренебре-

гая величиной Θ^2 по сравнению с π^2 , после преобразований получим

$$\int_{h/2}^{\infty} H_z(x) dx = \frac{I \exp(-\pi/2)}{\pi} \approx 0,066I. \quad (3.3.17)$$

Приблизительно такое же значение, только с минусом, имеет первое слагаемое в выражении (3.3.15). В результате суммарный поток индукции магнитного поля Φ определяется только одним слагаемым:

$$\Phi \approx \mu_0 \frac{IH}{2\pi} \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}. \quad (3.3.18)$$

Подставляя полученное выражение для потока индукции магнитного поля в формулу (3.3.5), получим

$$L \approx \frac{\mu_0 H}{2\pi h} \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}. \quad (3.3.19)$$

3.3.3. Расчет дисперсионных характеристик

Возвращаясь к уравнению (3.3.2) и подставляя в него полученные выражения для погонной емкости C_0 и погонной индуктивности L , получим

$$\tau^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \frac{H^2 \tau \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}}{h\pi \{ \exp(-a\tau) - (h\tau/\pi) \ln[1 - \exp(-2a\pi/h)] \}}. \quad (3.3.20)$$

Уравнение (3.3.20) позволяет с учетом соотношения (3.3.3) рассчитать зависимость замедления волны в рассматриваемой системе как функции от частоты. Заменяя Θ/h на τ , преобразуем это уравнение к более удобному для расчета и дальнейшего анализа виду:

$$n_{от}^2 = \frac{h\tau \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}}{\pi \exp(-a\tau) - h\tau \ln[1 - \exp(-2a\pi/h)]}, \quad (3.3.21)$$

где $n_{от}$ — величина, называемая относительным замедлением, которая с учетом замедления $n = \beta/k$ определяется по формуле

$$n_{от} = \frac{h\tau}{Hk}. \quad (3.3.22)$$

Задаваясь значениями $h\tau$ и a/h , с помощью уравнения (3.3.21) легко найти зависимость относительного замедления от параметра $h\tau$, а по ней найти зависимость $n_{от}$ от волнового числа k , либо, пользуясь соотношениями (3.3.3) и (3.3.22), — зависимость абсолютного замедления n от частоты.

На рис. 3.3.2 приведены зависимости $n_{от}$ от пропорционального частоте безразмерного параметра Hk/π для значений h/a равных 2; 4;

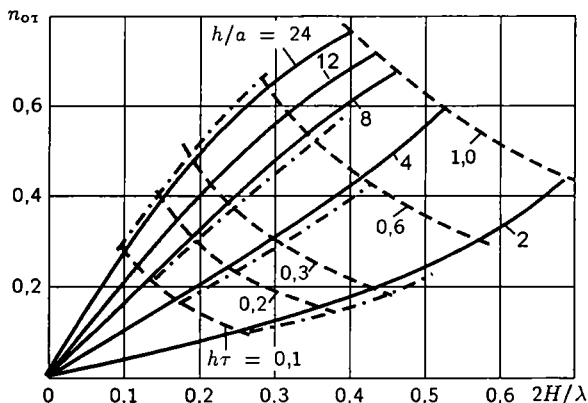


Рис. 3.3.2. Дисперсионные характеристики меандр-линии с проводниками круглого поперечного сечения

8; 12; 24. Пунктирные кривые соединяют точки с одинаковыми значениями параметра $h\tau$.

Из приведенных зависимостей видно, что при значениях $h\tau \leq 0,1$ дисперсионные характеристики представляют собой прямые линии. Действительно, если в уравнении (3.3.21) положить $h\tau, a\tau \leq 1$, то оно может быть записано в виде

$$n_{от}^2 \approx \frac{1}{\pi} h\tau \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}, \quad (3.3.23)$$

или с учетом соотношения (3.3.22)

$$n_{от} \approx \frac{Hk}{\pi} \ln \operatorname{cth} \frac{a\pi}{2h}. \quad (3.3.24)$$

Таким образом, при малых значениях $h\tau$ относительное замедление пропорционально частоте.

Уравнение (3.3.21) может быть упрощено также и в случае малых значений a/h . Полагая $a\pi/h \ll 1$, откуда следует, что и $a\tau \ll 1$, получим

$$n_{от}^2 \approx \frac{h\tau \ln \frac{2h}{a\pi}}{\pi + h\tau \ln \frac{h}{2a\pi}}. \quad (3.3.25)$$

При $h\tau \ll 1$ находим с учетом обозначения (3.3.22)

$$n_{от} \approx \frac{Hk}{\pi} \ln \frac{2h}{a\pi}. \quad (3.3.26)$$

Штрих-пунктиром на рис. 3.3.2 приведены экспериментальные зависимости относительного замедления от параметра Hk/π , полученные

на проволочной меандр-линии со следующей геометрией: $H = 65$ мм, $h = 5$ мм, радиус проволоки a равен 0,25; 1 и 2 мм.

Рассмотрен анализ ЗС типа меандр-линия с проводниками круглого поперечного сечения, являющейся базовой структурой устройств электромагнитного нагрева. Предложен метод расчета таких систем на относительно низких частотах, когда шаг меандра гораздо меньше замедленной длины волны.

Сравнение результатов расчета и эксперимента указывает на их хорошее соответствие и, следовательно, на возможность использования предложенной методики для оценки параметров реальных систем. Полученные зависимости демонстрируют существенное влияние отношения радиуса проводников к шагу меандр-линии на величину замедления и наклон дисперсионной характеристики.

3.4. Особенности элементов и устройств электромагнитной термообработки водных растворов и суспензий

3.4.1. Анализ модели нагревателя

Относительно большое значение диэлектрической проницаемости воды ($\epsilon = 87,83 \dots 69,73$ при $T = 0 \dots 50$ °C), а следовательно, водных, солевых растворов и суспензий затрудняет возможности термообработки жидких сред на приемлемых для промышленного применения частотах 915 и 2450 МГц. Применение более низких частот требует увеличения длины нагреваемого участка из-за уменьшения эффективности поглощения [54, 57, 133, 134, 188, 194–196].

Увеличить эффективность взаимодействия замедленной электромагнитной волны с жидкой средой при достаточно равномерном распределении поля по рабочему объему можно с помощью многоступенчатой камеры, частично рассмотренной в разд. 3.1 (см. рис. 3.1.4). На рис. 3.4.1 показана одна из ступеней такой структуры, выполненная на основе цилиндрической спирали 1, установленной на диэлектрической трубе 2, внутри которой проходит поток жидкости 3 (рис. 3.4.1). Спираль 1 соединена с внутренним проводником коаксиального ввода, внешний проводник которого соединен с металлическим экраном 4. Так как распределение энергии электрического поля волны в различных областях такой камеры существенно зависит от частоты, радиуса b и шага h спирали, внутренних радиусов a и d диэлектрической трубы и экрана, то их выбор следует осуществлять на основании анализа взаимодействия замедленной волны с жидкостью.

Наиболее просто такой анализ осуществить, заменяя рассматриваемую ступень камеры трехпроводной эквивалентной линией [77] (рис. 3.4.2), в которой нижний проводник заменяет области внутри

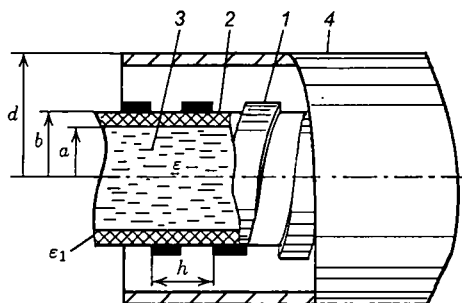


Рис. 3.4.1. Участок многоступенчатой ВЧ камеры (по рис. 3.1.4) для термообработки жидких технологических сред: 1 — цилиндрическая спираль; 2 — диэлектрическая труба; 3 — обрабатываемая жидкость; 4 — ступень металлического экрана

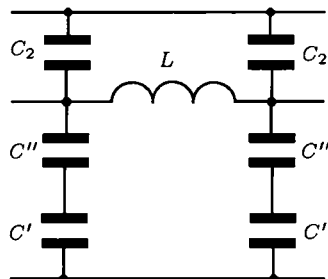


Рис. 3.4.2. Трехпроводная эквивалентная длинная линия, заменяющая участок ВЧ камеры

спирали, средний — саму спираль, а верхний — область между спиралью и экраном.

Пользуясь методом эквивалентных длинных линий, рассмотренным в разд. 1.4.2, установим, что погонная емкость C' внутри диэлектрической трубы определяется выражением

$$C' = \epsilon_0 \epsilon_1 2\pi a \tau_1 I_1(a\tau) / I_0(a\tau), \quad (3.4.1)$$

где I_0 , I_1 — модифицированные функции Бесселя первого рода; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость жидкости; τ_1 — поперечная постоянная в области, заполненной жидкостью и связанная с фазовой постоянной β и волновым числом k соотношением

$$\beta^2 = \tau_1^2 + k^2 \epsilon; \quad k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \quad (3.4.2)$$

Здесь ω — угловая частота.

Погонная емкость C'' при достаточно малой толщине диэлектрической трубы находится как емкость между коаксиально расположенными цилиндрами:

$$C'' = \epsilon_0 \epsilon_1 2\pi a / (b - a), \quad (3.4.3)$$

где ϵ_1 — относительное значение диэлектрической проницаемости материала трубы.

Погонная емкость C_2 определяется выражением

$$C_2 = \epsilon_0 2\pi b \tau \frac{K_1(b\tau)}{K_0(b\tau)} \frac{1 + \frac{I_1(b\tau)K_0(d\tau)}{K_1(b\tau)I_0(d\tau)}}{1 - \frac{I_0(b\tau)K_0(d\tau)}{K_0(b\tau)I_0(d\tau)}}, \quad (3.4.4)$$

где τ — поперечная постоянная в области снаружи спирали, определяемая соотношением

$$\tau^2 = \beta^2 - k^2. \quad (3.4.5)$$

При относительно низких частотах можно полагать, что емкость C_2 равна емкости между двумя коаксиально расположенными цилиндрами с радиусами b и d :

$$C_2 = \epsilon_0 2\pi / \ln(d/b). \quad (3.4.6)$$

Дисперсионное уравнение рассматриваемой эквивалентной линии запишем без учета запаздывания потенциала в виде (1.4.1). Тогда применительно к данной структуре C_0 — погонная емкость, определяемая при совмещении нижнего и верхнего проводников:

$$C_0 = C_2 + C' C'' / (C' C'''); \quad (3.4.7)$$

L — погонная индуктивность, рассчитанная для спирали с экраном по формуле

$$L = \operatorname{tg}^2 \Phi \frac{\mu_0}{2\pi} I_1(b\tau) K_1(b\tau) \left[1 - \frac{I_1(b\tau) K_1(d\tau)}{K_1(b\tau) I_1(d\tau)} \right], \quad (3.4.8)$$

где Φ — угол намотки спирали.

3.4.2. Оценка эффективности термообработки

Взаимодействие замедленной электромагнитной волны с заполняющей диэлектрическую трубу жидкостью осуществляется благодаря рассеянию в ней энергии электрического поля волны и приводит к затуханию последней, характеризуемой погонным затуханием, определяемым в децибеллах следующим выражением [102–104]:

$$K_{3l} = 8,68\alpha. \quad (3.4.9)$$

Здесь α — постоянная затухания, являющаяся мнимой частью фазовой постоянной β . В представляющих практический интерес случаях достаточно больших замедлений $\beta \approx \tau$, можно считать, что мнимая часть τ равна α .

Взаимодействие можно полагать достаточно эффективным, если на длине, равной длине волны в системе λ_3 , поглощается по крайней мере половина энергии волны, т.е. произведение $K_{3l} \lambda_3 \geq 3$ дБ. При выполнении этого условия отношение α/τ_0 , где τ_0 — действительная часть τ , равно всего пяти сотым. Это позволяет преобразовать дисперсионное уравнение к приближенным выражениям (1.4.3)–(1.4.4), записанным в виде

$$\tau_0^2 = \omega^2 L \operatorname{Re} C; \quad (3.4.10)$$

$$\frac{\alpha}{\tau_0} = \frac{\operatorname{Im} C}{2\operatorname{Re} C_0}. \quad (3.4.11)$$

Для нахождения $\operatorname{Im} C$ можно представить относительную диэлектрическую проницаемость жидкости в виде действительной и мнимой частей $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$. Если при этом $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$, то подставляя в (3.4.7) $C' = C'_0(1 - j\varepsilon'/\varepsilon'')$, получаем

$$\operatorname{Re} C = C_2 + C''C'_0/(C'' + C'_0); \quad (3.4.12)$$

$$\operatorname{Im} C = \varepsilon'C'_0(C'')^2/[\varepsilon''(C'' + C'_0)^2]. \quad (3.4.13)$$

Выражения (3.4.12)–(3.4.13) позволяют оптимизировать параметры камеры по величине погонного затухания, пропорционального постоянной затухания α . С помощью выражений (3.4.10)–(3.4.11) и выражения для волнового сопротивления $Z_0 = \sqrt{L/\operatorname{Re} C}$ находим

$$\alpha = \omega Z_0 \operatorname{Im} C / 2. \quad (3.4.14)$$

При фиксированном значении $\varepsilon'/\varepsilon''$ постоянная затухания сложно зависит от частоты и параметров спирали. Однако необходимость обеспечения достаточно равномерного распределения энергии электрического поля волны ограничивает параметр $a\tau$ относительно малой величиной, при которой продольное электрическое поле мало зависит от радиуса. Анализ показывает, что параметр $a\tau_1$ не должен превышать 0,8. В этом случае определяемая формулой (3.4.1) C'_0 не превышает $1,86\varepsilon_0\varepsilon$. При $b\tau = 0,9$, т.е. при отношении радиуса спирали к внутреннему радиусу диэлектрической трубки 1,125, как это следует из (3.4.3), $C'' = 53\varepsilon_0\varepsilon_1$. Если значение ε_1 выбрать достаточно большим, по крайней мере близким к значению ε , то емкость C'' оказывается существенно большей емкости C' , и выражения (3.4.12)–(3.4.13) упрощаются: $\operatorname{Re} C \approx C_2 + C'_0$; $\operatorname{Im} C \approx \varepsilon'C'_0/\varepsilon''$. Так как выбор рабочей частоты устройства ограничен разрешенными значениями, оптимизацию параметров спирального нагревателя следует производить задавшись той или иной частотой.

Таким образом, как это следует из (3.4.14), получить большее затухание можно только увеличивая волновое сопротивление Z_0 . Расти оно будет при увеличении отношения радиуса экрана d к радиусу спирали b и увеличении угла намотки Φ . На рис. 3.4.3 (кривая 1) приведена зависимость $Z_0/\operatorname{tg} \Phi$ от отношения d/b при $a\tau_1 = 0,8$; $\beta\tau = 0,9$; $\varepsilon = 81$. При этом предполагалось, что замедление достаточно велико и $\tau_1 \approx \tau$. Следует отметить, что уменьшение τ_1 по сравнению с τ практически не влияет на величину C'_0 . Из полученной зависимости следует, что в рассматриваемом случае большого значения ε волновое сопротивление Z_0 , а следовательно, и постоянная затухания α не существенно зависят от отношения d/b , меняясь в основном лишь при изменении угла намотки спирали Φ .

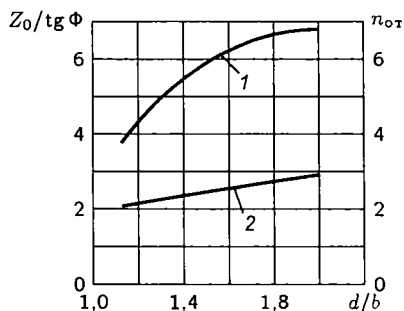


Рис. 3.4.3. Зависимости $Z_0/\text{tg } \Phi$ от отношения d/b при $a\tau_1 = 0,8$; $\beta\tau = 0,9$; $\epsilon = 81$ (кривая 1) и $n_{от}$ от d/b (кривая 2)

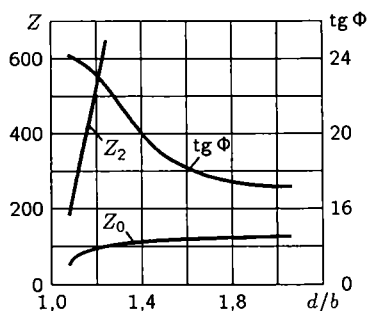


Рис. 3.4.4. Зависимости Z_0 , Z_2 и $\text{tg } \Phi$ от отношения d/b при $\lambda = 11$ м и $\epsilon = 81$

Однако полученное значение Z_0 не является тем сопротивлением, которое следует учитывать при согласовании с источником энергии, так как последний подключается к спирали и экрану, т.е. между верхним и средним проводниками трехпроводной эквивалентной линии. Потребляемый от генератора ток равен току, протекающему в экране. Последний пропорционален отношению $C_2/(C'_0 + C_2)$. Легко показать, что при наличии на конце тракта согласованной нагрузки его волновое сопротивление Z_2 в зазоре спираль-экран определяется выражением $Z_2 = Z_0(C'_0 + C_2)/C_2$.

Ограничение параметра $b\tau$ накладывает определенные требования на угол намотки спирали Φ : $\text{tg } \Phi = b\tau\lambda/(n_{от}2\pi b)$, где λ — длина волны в свободном пространстве; $n_{от}$ — относительное замедление, определяемое как отношение замедления n к тангенсу угла намотки спирали $\text{tg } \Phi$: $n_{от} = n/\text{tg } \Phi$.

На рис. 3.4.3 (кривая 2) приведена зависимость $n_{от}$ от отношения d/b , из которой следует, что в рассматриваемом случае $n_{от}$ изменяется от двух до трех, увеличиваясь с ростом d/b . В представляющих практический интерес случаях при значениях радиуса спирали b в пределах $10^{-2} \dots 5 \cdot 10^{-2}$ м значение $\text{tg } \Phi$ должно быть порядка 10...50 при $\lambda = 11$ м.

На рис. 3.4.4 показаны полученные с помощью приведенных выше выражений зависимости Z_0 , Z_2 и $\text{tg } \Phi$ от отношения d/b при $\lambda = 11$ м и $\epsilon = 81$. Относительно слабая зависимость Z_0 указывает, что величина затухания при фиксированном значении $b\tau$ должна слабо зависеть от расстояния между спиралью и экраном. Более существенного изменения α можно добиться изменением угла намотки, сопровождающимся пропорциональным $\text{tg } \Phi$ изменением Z_0 и α .

Проведенный анализ показывает, что при применении СВЧ полей практически невозможно обеспечить равномерное взаимодействие замедленной электромагнитной волны с жидкостью по всему рабочему

объему, что ограничивает практическую реализацию технологических процессов термообработки в диапазоне СВЧ. Уменьшение частоты до десятков МГц делает возможным благодаря глубокому проникновению поля в диэлектрик обеспечить достаточно равномерное распределение поля по поперечному сечению рабочего объема, но при этом существенно уменьшается погонное затухание и увеличиваются габариты камеры. Исключить указанный недостаток удастся за счет применения ЗС, в частности цилиндрической спирали.

Разработка элементов и устройств модульных аппаратно-программных комплексов для радиоволнового контроля и измерения параметров технологических процессов с использованием замедляющих систем

4.1. Основные характеристики и принципы радиоволнового контроля и измерений

Необходимость контроля и автоматизации различных технологических процессов выдвигает на одно из первых мест задачу создания новых методов и устройств, отличающихся более высокой точностью, меньшими габаритами, быстродействием и невысокой стоимостью. Этим условиям отвечают радиоволновые методы измерений с использованием ЗС, на основе которых решен ряд проблемных с точки зрения получения первичной информации задач измерения параметров технологических процессов и сред [50, 51, 187–193].

Радиоволновый измерительный прибор состоит из следующих основных частей: чувствительного элемента (ЧЭ), в котором осуществляется первичное преобразование контролируемой величины в информативный параметр; ВЧ или СВЧ генератора, являющегося источником электромагнитных колебаний, характеристики которых изменяются в ЧЭ при взаимодействии с контролируемой средой (объектом); вторичного преобразователя, в котором осуществляется обработка ВЧ или СВЧ сигнала, необходимые вычислительные операции и преобразование в сигналы для передачи и регистрации.

По характеру взаимодействия с контролируемым объектом и способу получения информативных параметров ЧЭ можно разделить на излучающие (антенны, вибраторы, рупоры и др.) и неизлучающие (замкнутые и квазизамкнутые). ЗС относятся к неизлучающим ЧЭ вместе с отрезками длинных линий, волноводами и резонаторами различной формы [21–23, 25, 92–94, 194].

Используемые принципы радиоволновых измерений основаны на измерении электродинамических параметров ЗС при изменении ее геометрии, параметров окружающей среды или расстояния до металлических предметов.

Более высокие, чем в традиционных электромагнитных преобразователях, рабочие частоты, отсутствие полей рассеяния, паразитных емкостей и индуктивностей позволяют существенно увеличить точность и

чувствительность радиоволновых измерений на базе ЗС. Возможность одновременной или последовательной работы на различных типах волн или при различных частотах позволяет осуществлять многопараметровый контроль, исключая влияние температурных погрешностей или других отрицательных факторов. Особенности электродинамических систем (систем с распределенными постоянными) с использованием многоканального принципа достижения инвариантности [190] позволяют получить более широкий, чем в традиционных системах спектр информативных параметров и способов их обработки. Замедление электромагнитной волны позволяет уменьшить резонансные размеры ЧЭ, обеспечивая работу на частотах, удобных для обработки микропроцессорами.

Сохранение достаточно высокой добротности ЗС при уменьшении их размеров позволяет создавать миниатюрные ЧЭ, изготавливаемые напылением на диэлектрическую подложку [146–148].

4.1.1. Физические и конструктивные особенности чувствительных элементов

Проведенный в разд. 1.2 анализ физических особенностей замедленных электромагнитных волн и рассмотренные параметры и характеристики ЗС позволяют рассмотреть физические и конструктивные особенности ЧЭ радиоволновых измерительных преобразователей (РИП) и основные принципы контроля и измерений.

Замедление фазовой скорости электромагнитных волн осуществляется либо свертыванием проводников, приводящим к увеличению проходного волной пути, либо последовательным соединением резонансных элементов или ячеек, обмен энергией между которыми приводит к задержке фазы волны, либо с помощью электродинамически плотной среды (обычно это диэлектрик). Возможно также комбинирование перечисленных выше приемов. При этом речь идет об уменьшении фазовой скорости основной, так называемой нулевой пространственной гармоники [21–23], так как фазовые скорости гармоник более высокого порядка могут быть меньше скорости света и при отсутствии замедления волны.

В соответствии со способами замедления отличаются и конструкции ЧЭ на ЗС, которые можно условно разбить на волноводные, выполненные на базе объемных или диэлектрических волноводов, и двухпроводные, выполненные на базе двухпроводной линии передачи, один или оба проводника которой свернуты в спираль, меандр или линию другой конфигурации. Возбуждение волноводных ЧЭ осуществляется с помощью штыревой или петлевой антенны, а двухпроводных — непосредственным соединением проводников ЗС с разными полюсами генератора [26–28, 50, 51].

Несмотря на то, что одним из первых ЧЭ на ЗС был предложен отрезок диафрагмированного волновода, наибольший практический интерес представляют двухпроводные ЧЭ. При этом, однако, возможен вариант, когда ЧЭ содержит три проводника или более, но волна в нем возбуждается между двумя проводниками. Один из этих проводников (обычно это свернутый проводник) называют импедансным, а другой — экранным (обычно это сплошной проводник) (рис. 4.1.1). В общем случае импедансные проводники представляют собой периодическую вдоль направления распространения волны последовательность проводящих элементов, разделенных зазором. Импедансные и экранные проводники, а следовательно, и сами ЧЭ, могут иметь плоскую, цилиндрическую, сферическую или другую формы в зависимости от назначения.

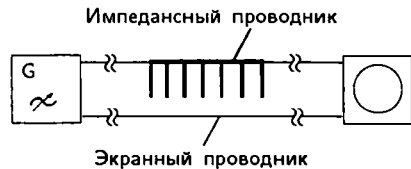


Рис. 4.1.1. Радиоволновый измерительный преобразователь с ЧЭ на ЗС

Так одним из широко распространенных является ЧЭ, импедансный проводник которого представляет собой цилиндрическую спираль, а экран — сплошной цилиндр. Импедансный проводник может быть также выполнен в виде двухпроводной меандр-линии, штыревой гребенки или структуры типа «лестница». Такие ЧЭ, выполненные на фольгированном диэлектрике очень просты в изготовлении и не имеют низкочастотной отсечки, что позволяет даже при малой по сравнению с длиной волны λ длине штырей получать коэффициент замедления существенно превышающий единицу. Однако наиболее часто импедансный проводник ЧЭ выполняется в виде плоской арифметической или логарифмической спирали.

Особый интерес представляют ЧЭ с импедансными проводниками в виде связанных замедляющих систем (СЗС), в которых можно осуществлять синфазное или противофазное возбуждение. При противофазном возбуждении поле представлено в основном волной несимметричного, а при синфазном возбуждении — симметричного типа. В первом случае импедансные проводники соединены с противоположными полюсами генератора, а во втором случае — с одним полюсом. При этом другой полюс генератора соединен с экранным проводником (рис. 4.1.2, 4.1.3).

В ЧЭ на СЗС конфигурации импедансных проводников могут представлять собой повернутые на 180° зеркальные отображения друг друга, например противозаходные арифметические или логарифмические спирали, или сдвинутые друг относительно друга в продольном направлении на половину периода штыревые гребенки или меандр-линии. Преимуществом таких связанных систем является то, что при противофаз-

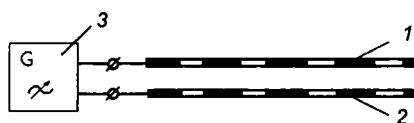


Рис. 4.1.2. Противофазное возбуждение ЧЭ на связанных ЗС: 1, 2 — импедансные проводники; 3 — генератор

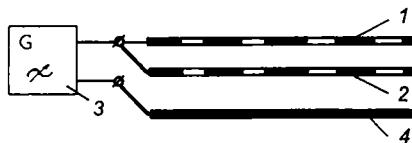


Рис. 4.1.3. Синфазное возбуждение ЧЭ на связанных ЗС: 1, 2 — импедансные проводники; 3 — генератор; 4 — экранирующий проводник

ном их возбуждении поперечные составляющие токов I_1 и I_2 в противоположащих проводниках направлены в одну и ту же сторону и создаваемые ими магнитные поля складываются снаружи импедансных проводников.

Следует также отметить, что в ряде ЧЭ экранирующий проводник может выполняться со сквозными щелями, что позволяет при достаточно больших замедлениях осуществлять практически полное разделение и концентрацию в заданных областях энергий электрического или магнитного полей. Действительно, если параллельно импедансному проводнику поместить проводящую поверхность со сквозными щелями в направлении распространения волны, то через щели проникнет только поле волны H -типа, и, наоборот, если щели прорезать перпендикулярно направлению распространения волны, то проникать будет только поле волны E -типа. При этом однако все части экранирующего проводника, разделенные щелями, должны быть соединены с одним полюсом генератора.

Геометрические размеры и форма ЧЭ на ЗС не критичны к рабочей частоте и могут варьироваться в очень широких пределах, а многовариантность конструктивного выполнения представляет существенно большие возможности для синтеза передаточных характеристик РИП.

Рассмотрим в этой связи основные принципы радиоволновых измерений, основанные на физических особенностях ЗС и определяющие их преимущества при использовании в качестве ЧЭ для измерения различных физических величин и технологических параметров [51, 193–195].

1. Замедление электромагнитной волны приводит к уменьшению резонансных размеров ЧЭ, что позволяет, используя преимущества систем с распределенными постоянными, работать на относительно низких частотах, удобных для первичного преобразования информативного сигнала и достаточно больших для обеспечения высокой точности и быстродействия. Небольшие электромагнитные потери на относительно низких частотах (единицы и десятки мегагерц) также способствуют увеличению точности и чувствительности измерений.

2. ЧЭ в виде отрезков ЗС обладают локализованным полем со стабильным распределением по длине и поперечному сечению. Концентрация электромагнитной энергии в очень небольшой области обеспечивается даже на относительно низких частотах без применения для

этих целей дополнительных экранов. При этом поперечный размер области концентрации поля не превышает одной шестой длины замедленной волны.

3. Благодаря концентрации поля около поверхности ЗС волна распространяется без излучения, что позволяет осуществлять измерение параметров крупногабаритных изделий, располагая ЧЭ около их поверхности.

4. Поверхностный характер распространения волны сохраняется при различной форме ЗС (плоской, цилиндрической и т.д.), благодаря чему можно концентрировать электромагнитное поле в объемах различной конфигурации, осуществляя измерение параметров как жидких, сыпучих, твердых и газообразных сред, так и тонких материалов.

5. При работе на первых пространственных гармониках глубина проникновения поля в среду, в том числе и полупроводящую, определяется не частотой, замедлением и проводимостью, а периодом T ЗС, и приблизительно равна T/π в симметричных системах, например «двухзаходные спирали», и $T/2\pi$ в двухступенчатых системах, например «штырь в штырь».

6. Замедление и затухание замедленной электромагнитной волны существенно зависят от параметров окружающей среды, расстояний от проводников до металлических поверхностей и между самими проводниками ЗС, что может быть использовано для получения информации о перемещениях, деформациях и толщинах различных объектов, зазорах между датчиком и контролируемой поверхностью, а также об электрических параметрах материалов.

7. Выбирая конструкцию, параметры ЧЭ и рабочую частоту, можно обеспечить практически равномерное распределение энергии электрического или магнитного полей в мерном объеме, что позволяет обеспечить высокую точность измерений.

8. Изменяя замедление или рабочую частоту, можно в широких пределах изменять характер распределения поля по поперечному сечению ЧЭ, в том числе мерного объема, что позволяет осуществлять многопараметрические измерения, обеспечивая одновременно увеличение точности измерений, исключая, например, влияние температуры или расстояния до контролируемого объекта. В то же время одновременное изменение и частоты и замедления позволяет сохранить неизменной поперечную структуру поля и, следовательно, осуществлять однотипные измерения на существенно разных по габаритам объектах.

9. При достаточно больших замедлениях энергия электрического поля поверхностной волны сосредоточена, в основном, в волне E -типа, а энергия магнитного поля — в волне H -типа. Благодаря этому электрические параметры среды или контролируемого объекта (проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемости) по разному влияют на

волны E - и H -типов, проявляя своего рода анизотропию. Это позволяет, с одной стороны, осуществлять независимые измерения указанных выше величин, а с другой — управлять распределением энергий электрического и магнитного полей по поперечному сечению ЧЭ.

10. Замедление волны позволяет осуществлять концентрацию энергии не только в поперечном, но и в продольном направлении, благодаря чему эффективность взаимодействия волны с контролируемой средой и, следовательно, чувствительность измерений, оказывается пропорциональной замедлению. Это позволяет, например, эффективно измерять влажность различных материалов.

11. При фазовой скорости поверхностной волны, близкой к скорости света в среде, происходит «втягивание» поля в среду или излучение, позволяющее осуществлять контроль параметров объектов большой толщины, а также локацию водных и грунтовых массивов. Интенсивность и направление излучения зависят от соотношения указанных выше скоростей.

12. Замедление электромагнитной волны в ЗС может быть вызвано не только увеличением длины проводников, но и электрической и магнитной связям между ними, что позволяет при положительных значениях последних получать большие замедления при относительно малом затухании, определяемом потерями в проводниках.

13. Увеличить замедление фазовой скорости без увеличения длины проводников позволяет также такое взаимное расположение проводящих элементов импедансных проводников, при котором поле представлено не нулевой пространственной гармоникой, а суммой плюс первой и минус первой гармоник.

14. Волновое сопротивление ЗС пропорционально замедлению, что позволяет менять его в широких пределах, создавая ЧЭ с сопротивлениями от единиц до тысяч Ом.

15. Являясь четырехполюсником, ЧЭ на ЗС может быть включен в схему первичного преобразования как в качестве резонансного контура, так и в качестве линии задержки с заданной полосой пропускания. При этом фильтровые свойства ЗС зависят от типа возбуждаемой волны.

16. Возможность практически полного экранирования мерного объема от электрического поля, например при противофазном возбуждении связанных спиралей, позволяет создавать РИП с высокой точностью, нечувствительные к загрязнениям и воздействиям окружающей среды.

17. В связанных ЗС можно одновременно возбуждать на одной и той же частоте синфазную и противофазную волны, обладающие существенно разными замедлениями, отличие между которыми позволяет судить об изменении физической величины или технологического параметра.

18. Замедление волны в связанных ЗС при сильной связи между импедансными проводниками увеличивается с уменьшением частоты, что, например, при включении ЧЭ в цепь обратной связи генератора с запаздывающей обратной связью приводит к увеличению чувствительности.

19. Добротность связанных ЗС при толщине проводников, превышающей толщину скин-слоя в металле, практически не зависит от частоты электромагнитных колебаний и размеров ЧЭ, что позволяет осуществлять микроминиатюризацию ЧЭ не только на сверхвысоких, но и на высоких частотах.

20. Не излучая, как правило, в окружающее пространство, ЧЭ на ЗС нечувствительны к электромагнитным помехам и сильным низкочастотным полям и не создают помех другим измерительным приборам.

21. Обеспечивая существенно большую задержку сигнала, чем в соединительном тракте, РИП на ЗС не очень чувствительны к изменению характеристик тракта, а при использовании источника шума или свип-генератора чувствительность измерений не зависит от параметров тракта, задержка сигнала в котором может быть достаточно большой. Это позволяет, в частности, осуществлять с помощью одного РИП работу с несколькими ЧЭ, подсоединенными к одному тракту.

4.1.2. Анализ информативных параметров чувствительных элементов

Актуальность разработки радиоволновых методов измерения и контроля параметров физических величин и технологических процессов требует рассмотрения как РИП в целом, так и особенностей электродинамических характеристик самого ЧЭ на базе отрезков ЗС, изменяющего свои значения при взаимодействии с контролируемым объектом. При этом информативные параметры ЧЭ на ЗС используются в качестве косвенных величин и могут быть непосредственно преобразованы РИП для определения тех или иных параметров объекта.

Проведенный в работах [21–25] анализ основных зависимостей и методов определения электродинамических параметров самих ЗС, таких как коэффициент замедления, дисперсия, волновое сопротивление, сопротивление и коэффициент связи, коэффициент взаимодействия и др., показал, что их изменение при взаимодействии с контролируемым объектом приводит к изменению информативных параметров ЧЭ, которые, в свою очередь, уже могут быть измерены, преобразованы и считаны вторичным преобразователем РИП [194].

Радиоволновые методы измерения и контроля используют в качестве информативных как параметры, характеризующие процессы распространения и взаимодействия волн с объектами в поле ЗС — коэффициент стоячей волны (КСВ), фазовый сдвиг падающей и отражен-

ной (прошедшей) волн и др., так и параметры, присущие резонансным электромагнитным системам — добротность, резонансная частота и др. Их выбор на практике определяется контролируемой величиной, характером объекта, метрологическими требованиями, условиями эксплуатации и т.д. Многообразие параметров позволяет выбрать оптимальный для конкретной задачи и, тем самым, обеспечить эффективное решение.

Добротность и резонансная частота. Добротность характеризует затухание электромагнитных колебаний в системе, которое, в свою очередь, определяется потерями энергии в стенках ЗС и в среде, заполняющей ее. Потери в диэлектриках могут быть учтены комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$. Если среда характеризуется проводимостью σ , то существует связь $\sigma = \omega\epsilon_0\epsilon''$. Диэлектрические потери можно характеризовать также тангенсом угла потерь $\text{tg } \sigma = \epsilon''/\epsilon'$.

Известные методы измерения добротности [92–94, 129–132, 196, 197], основанные на измерении коэффициента отражения при включении ЗС как оконечной нагрузки линии или коэффициентов отражения и передачи при включении ЗС в линию как проходного элемента, а затем последующего вычисления по соответствующим формулам, трудно поддаются автоматизации. Предпочтителен метод, основанный на определении добротности по резонансной кривой.

Резонансная кривая приближенно может быть описана выражением

$$\frac{E_m}{E_{m\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + [2Q(f - f_0)/f_0]^2}}, \quad (4.1.1)$$

где E_m — амплитуда напряженности поля на частоте f ; $E_{m\text{рез}}$ — амплитуда напряженности поля на резонансной частоте f_0 .

Из этого выражения следует, что добротность можно определить по формуле

$$Q = \frac{f_1 + f_2}{2\sqrt{3}(f_2 - f_1)}, \quad (4.1.2)$$

где f_1 и f_2 — частоты, соответствующие точкам перегиба на левой и правой ветвях резонансной кривой.

Определение резонансной частоты f_0 в общем случае представляет собой сложную задачу, которая может быть решена приближенными методами [21–23, 192, 196, 197]. Один из таких методов основан на том, что реактивная проводимость любой колебательной системы при параллельном резонансе равна нулю. Условно разделив структуру на две части, можно определить полную проводимость как сумму входных проводимостей левой ($Y_{\text{вх1}} = G_{\text{вх1}} + jB_{\text{вх1}}$) и правой ($Y_{\text{вх2}} = G_{\text{вх2}} + jB_{\text{вх2}}$) частей резонансной системы. При замене структуры эквивалентным

параллельным колебательным контуром с сосредоточенными параметрами в условиях резонанса справедливо равенство $B_{\text{вх1}} + B_{\text{вх2}} = 0$.

Однако в большинстве практических случаев резонансная частота системы измеряется непосредственно в схеме, в которой частотозадающий ЧЭ включен в цепь обратной связи генератора РИП [51, 54].

Коэффициент стоячей волны. Комплексный коэффициент отражения в плоскости $Z = \text{const}$ ЗС можно записать в виде $\Gamma_z = |\Gamma_z| \exp(j\varphi)$. Если в плоскости $Z = l$ ЗС расположен некоторый элемент, отражение от которого характеризуется коэффициентом отражения Γ_l , то можно получить $\Gamma_z = \Gamma_l \exp(-2jk(l-z))$, т.е. в идеальной структуре модуль отражения не меняется вдоль оси ЗС и $|\Gamma_z| = |\Gamma_l| = |\Gamma|$.

При этом максимумы амплитуды напряженностей поля пропорциональны значению $1 + |\Gamma|$, а минимумы пропорциональны $1 - |\Gamma|$. Отношение максимальной и минимальной амплитуд напряженности поля, называемое коэффициентом стоячей волны (КСВ) ρ , является мерой стоячих волн [92–94, 129–132, 196, 197]:

$$\rho = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}. \quad (4.1.3)$$

Измеряют КСВ в соответствии с его определением. Простейший вариант схемы измерения включает в себя зонды, помещенные в те плоскости ЗС, в которых амплитуды напряженности поля имеют максимальные и минимальные значения. После детектирования сигналов берется их отношение.

Фазовый сдвиг падающей и отраженной волн. Разность фаз падающей и отраженной волн определяется длиной волны генератора РИП λ и расстоянием до отражающей неоднородности l :

$$\Delta\varphi = 4\pi l/\lambda - \varphi_{\text{отр}} - \varphi_{\text{ну}}, \quad (4.1.4)$$

где $\varphi_{\text{отр}}$ — фазовый сдвиг, связанный с отражением волны от неоднородности и несущий информацию о свойствах контролируемого объекта, $\varphi_{\text{ну}}$ — фазовый сдвиг в измерительном устройстве (который непосредственно может быть измерен).

Для измерения фазового сдвига наряду с устройствами прямого измерения разности фаз имеются устройства, в которых ЧЭ включен в цепь положительной обратной связи широкополосного усилителя. При выполнении условий самовозбуждения на выходе усилителя возникают колебания, частота которых определяется из условия баланса фаз.

Рассмотренные параметры ЧЭ РИП не охватывают всего многообразия величин, которые могут быть использованы в качестве информативных. Однако анализ практических конструкций ЧЭ РИП на ЗС показал, что рассмотренные параметры, при использовании их в ка-

честве информативных, являются наиболее эффективными по характеристикам чувствительности и точности измерений. При этом перспективность применения указанных информативных параметров определяется также возможностью достаточно легкого автоматизирования процесса измерения или контроля при помощи периферийного оборудования компьютера, что позволит обработать информацию и создать соответствующую базу данных.

Анализ физических и конструктивных особенностей ЧЭ на ЗС и принципов контроля и измерений показал, что их использование является наиболее эффективным именно в радиоволновом диапазоне. Кроме того, управление и обработка информативных сигналов в этом случае может осуществляться с помощью стандартных микропроцессоров и элементов интегральной электроники, обеспечивая при этом более высокую чувствительность и точность по сравнению с емкостными и индуктивными датчиками, что позволяет измерять существенно большее число физических величин и технологических параметров.

4.2. Элементы и устройства для измерения и контроля механических величин, геометрических и электромагнитных параметров материалов и изделий

4.2.1. Измерение зазоров, деформаций и перемещений

Для контроля зазоров, деформаций и перемещений может быть использован эффект изменения коэффициента замедления пропорционально изменению геометрических размеров ЗС. Однако более эффективным является влияние изменения расстояния между ЗС и параллельно расположенной металлической поверхностью. Так, например, замедление волны в гребенке при относительно низких частотах обратно пропорционально расстоянию между гребенкой и планкой. Правда, в этом случае замедление будет зависеть и от параметров среды в контролируемом зазоре. При использовании ЧЭ на двухрядной ЗС, например на связанных спиралях, диэлектрическая проницаемость среды в контролируемом зазоре практически не влияет на замедление, так как в зазоре сосредоточено в основном поле волны магнитного типа, а энергия электрического поля в этой волне в квадрат раз меньше энергии магнитного поля.

Рассмотренные ранее принципы радиоволновых измерений с ЧЭ на ЗС позволили предложить ряд конструкций РИП перемещений [36–38, 61, 203, 208], позволяющих с большой точностью контролировать деформации металлических поверхностей или зазор до металлической поверхности [37]. Соответствующим выбором конструкции ЧЭ удастся

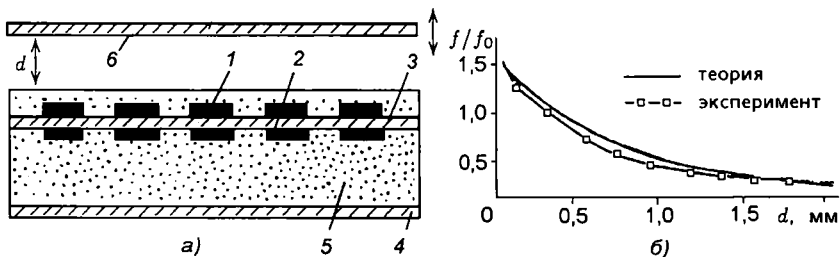


Рис. 4.2.1. Радиоволновый измерительный преобразователь зазора (а) и его характеристики (б): 1, 2 — импедансные проводники ЧЭ; 3 — диэлектрическая подложка; 4 — экранирующий электрод; 5 — диэлектрический корпус; 6 — металлическая пластина, до которой измеряется величина зазора

исключить погрешность измерений как от влияния окружающей среды, так и от материала проводящей поверхности, т.е. от проводимости и магнитной проницаемости.

Схематически конструкция ЧЭ такого РИП представлена на рис. 4.2.1,а. Он содержит ЗС, образованную периодической последовательностью проводников 1, 2, установленных на диэлектрической пластине 3, экранирующий электрод 4 и корпус 5, выполненный из диэлектрика. ЗС образует резонатор, резонансные частоты которого зависят от длины ЗС, размеров образующих ее проводников и расстояния между ними. В то же время резонансная частота зависит и от положения металлической пластины 6, что позволяет, измеряя резонансную частоту, измерять и расстояние d от ЧЭ до металлической пластины. На рис. 4.2.1,б приведены теоретическая и экспериментальная зависимости резонансной частоты f ЧЭ от величины зазора d .

Обладая высокой чувствительностью к изменению расстояния до металлической поверхности, рассмотренный РИП для контроля зазора является идеальным прибором для неконтактного измерения вибраций не только при производстве изделий электроники, но и в машиностроении и энергетике. При включении ЗС в цепь обратной связи генератора с запаздывающей обратной связью достаточно преобразовать частоту генерации в цифровой сигнал для получения информации о частоте или амплитуде вибраций. Если зазор между ЧЭ и колеблющейся поверхностью меняется, то его мгновенное значение легко определить по средней величине частоты генерации и учесть при вычислении амплитуды вибраций.

4.2.2. Контроль уровня

Возможность измерения перемещений позволяет, в свою очередь, осуществлять измерения давления, усилий и других параметров, связанных с измерением зазора. В частности, определяя перемещение

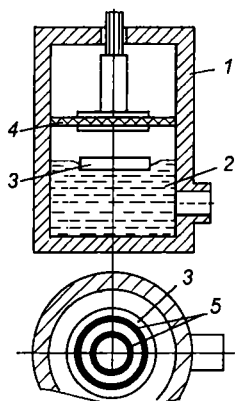


Рис. 4.2.2. Радиоволновый измерительный преобразователь уровня: 1 — металлический корпус; 2 — жидкость; 3 — поплавок; 4 — ЧЭ на ЗС; 5 — металлические кольца

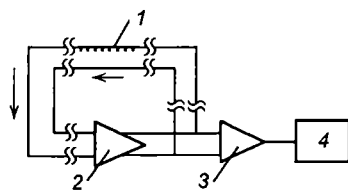


Рис. 4.2.3. Автогенераторная схема РИП

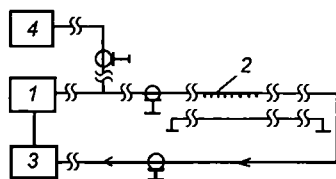


Рис. 4.2.4. Уровнемер с дистанционным съемом измерительной информации

металлических поплавков с помощью ЧЭ на ЗС в гидростатическом нивелире, удалось существенно повысить чувствительность и точность измерений [209].

В усовершенствованной конструкции уровнемера [200] (рис. 4.2.2) расширен диапазон измерения уровня жидкости по сравнению с упомянутым выше гидростатическим нивелиром. Головка предложенного уровнемера состоит из металлического корпуса 1, частично заполненного жидкостью 2 с поплавком 3 и закрепленного над поплавком ЧЭ 4, реагирующего на изменение расстояния до поплавка. На обращенной к ЧЭ горизонтальной поверхности поплавка, выполненного из диэлектрического материала, концентрически установлены изолированные друг от друга металлические кольца 5. Как и в других РИП на ЗС здесь информативным параметром является либо резонансная частота ЧЭ, либо фазовое время запаздывания возбуждаемой в ЧЭ электромагнитной волны.

В автогенераторной схеме РИП (рис. 4.2.3) ЗС 1 включена в цепь обратной связи широкополосного инвертирующего усилителя 2. Параметры усилителя выбраны так, что схема образует генератор непрерывных колебаний, частота f которого зависит от электрической длины ЗС, функционально связанной с измеряемым уровнем жидкости. Генерируемый сигнал с частотой f поступает через буферный усилитель 3 на частотомер 4 или другой преобразователь, позволяющий регистрировать положение уровня.

В уровнемере с дистанционным съемом измерительной информации (рис. 4.2.4) выход высокочастотного генератора 1 с электронной перестройкой частоты соединен с отрезком ЗС 2, с конца которой сиг-

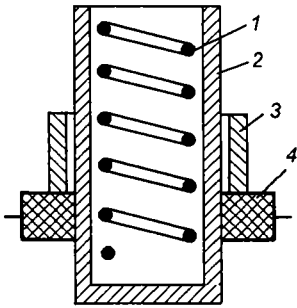


Рис. 4.2.5. Конструкция уровнемера с вертикальным расположением ЧЭ на ЗС: 1 — ЧЭ на цилиндрической ЗС; 2 — диэлектрическая труба; 3 — металлическая труба; 4 — цилиндрический поплавок

нал подается на устройство следящей настройки 3. Настройка осуществляется на экстремум резонансной кривой полуволнового резонатора, образованного отрезком ЗС. Измерение резонансной частоты осуществляется с помощью частотомера 4.

При больших изменениях контролируемого уровня жидкости, при измерении наполнения различных емкостей в качестве измерителя уровня выгоднее применять устройства с вертикальным расположением ЗС [211]. Такой уровнемер (рис. 4.2.5) содержит расположенную вертикально ЗС 1 (например, цилиндрическую спираль), установленную внутри диэлектрической трубы 2 и цилиндрический поплавок 4, содержащий отрезок металлической трубы 3, оказывающий шунтирующее действие на ЗС. Перемещение поплавка 4 и, следовательно, трубы 3, приводит к изменению резонансной частоты отрезка ЗС 1, что регистрируется с помощью соответствующей схемы преобразования.

4.2.3. Контроль диаметров металлических и диэлектрических деталей

Если в однородной спиральной ЗС наличие экрана или металлического стержня приводит к незначительному увеличению коэффициента замедления, то в случае двухрядной спирали с противоположными направлениями намотки наличие стержня или экрана приводит к существенному уменьшению замедления, тем большему, чем ближе поверхность стержня или экрана к поверхности ЗС. Это позволяет не прикасаясь к контролируемой детали, измерять ее диаметр или диаметр отверстия в ней [212, 213].

Структурная схема РИП для измерения диаметров деталей и отверстий представлена на рис. 4.2.6 и содержит ЧЭ 1, включенный в электронную схему преобразователя фазового времени запаздывания, например, в цепь обратной связи 2 усилителя 3, образующих генератор с запаздывающей обратной связью 4. Выход 5 генератора 4 соединен со вторичным преобразователем 6, преобразующим частоту генератора в цифровой или амплитудный сигнал, зависящий от диаметра измеряемого изделия 7.

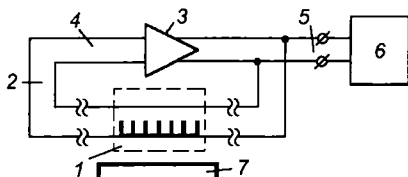


Рис. 4.2.6. Схема РИП для измерения деталей и отверстий

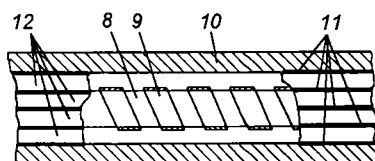


Рис. 4.2.7. Конструкция ЧЭ на цилиндрической ЗС

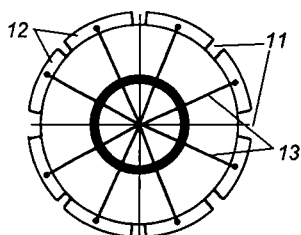


Рис. 4.2.8. Радиальные перемычки (13) в конструкции ЧЭ

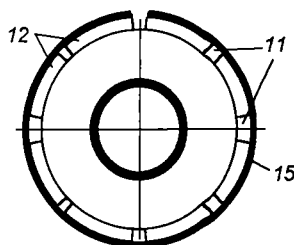


Рис. 4.2.9. Соединение секторов (12) разорванным кольцом (15) в конструкции РИП

ЧЭ содержит диэлектрическую втулку 8, на которой установлена спираль 9 (рис. 4.2.7) и коаксиально расположенный металлический цилиндр 10, рассеченный сквозными щелями 11 по меньшей мере на два сектора 12. Сектора 12 соединены друг с другом вне мерного объема.

Если ЧЭ включен в электронную схему преобразования только одним концом, а на другом его конце спираль 9 и цилиндр 10 замкнуты друг с другом, то соединение секторов 12 должно осуществляться с помощью радиальных перемычек 13, как показано на рис. 4.2.8. При этом не возникает азимутальных токов, уменьшающих индуктивность.

В случаях, когда вывод места соединения секторов 12 из мерного объема затруднен, сектора следует соединить разорванным кольцом 15 (рис. 4.2.9). Возбуждаемый в кольце 15 ток невелик и существенного влияния на индуктивность не оказывает.

Измеряемое изделие 7 представляет собой металлическую деталь цилиндрической формы или металлический корпус с отверстием. Центровка изделия 7 осуществляется с помощью упругих диэлектрических втулок 14, расположенных либо внутри чувствительного элемента (рис. 4.2.10), либо снаружи (рис. 4.2.11).

Использование в качестве экранного проводника ЧЭ цилиндра 10, образованного металлическими секторами 12, обеспечивает практически полную концентрацию энергии электрического поля поверхностной волны в диэлектрической втулке 8. Наличие измеряемого изделия 7 вблизи цилиндра 10 не приводит к появлению между ними электри-

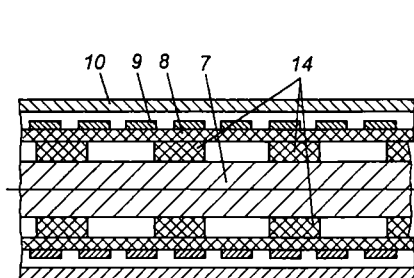


Рис. 4.2.10. Внутренние диэлектрические втулки (14) в конструкции ЧЭ

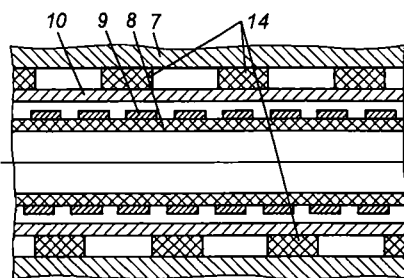


Рис. 4.2.11. Внешние диэлектрические втулки (14) в конструкции ЧЭ

ческого поля и, следовательно, не влияет на эквивалентную емкость ЧЭ. Благодаря этому исключается эффект уменьшения чувствительности, имеющий место в аналогичных устройствах [214].

Электрическое соединение секторов 12, необходимое для включения ЧЭ в измерительную схему, должно осуществляться вне мерного объема, как показано на рис. 4.2.7. В противном случае азимутальные токи, возникающие в месте соединения, уменьшают индуктивность на краях ЧЭ и, следовательно, уменьшают чувствительность измерений. Соединение секторов 12 должно осуществляться на расстоянии не менее одной шестой длины замедленной волны, т.е. вне области сосредоточения поверхностной волны, возбуждаемой в ЧЭ.

На рис. 4.2.12 показана типичная передаточная характеристика рассматриваемого РИП в виде зависимости частоты генерации от отношения радиуса d контролируемого изделия 7 к радиусу a металлического цилиндра 10 ЧЭ. В данном случае в качестве информативного сигнала используется изменение частоты генерации; f_0 — резонансная частота ЧЭ.

Аналогичным образом можно контролировать диаметр стержня из диэлектрика. При небольших замедлениях, когда скорость электромагнитной волны в спирали близка к скорости волны в среде, задаваемой параметрами диэлектрического стержня, поверхность стержня проявляет свойства продольно-проводящего экрана. Небольшое изменение диаметра экрана приводит к заметному изменению замедления, что позволяет осуществлять контроль диаметра деталей из диэлектрика. При этом небольшие изменения диэлектрической проницаемости материала контролируемой детали практически не влияют на результаты измерений [215].

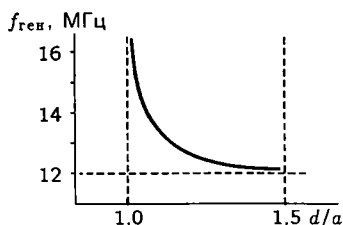


Рис. 4.2.12. Передаточная характеристика РИП для измерения деталей и отверстий

Гораздо сложнее контролировать диаметр тонких проводников. Даже при идеальной проводимости такой проводник практически не возмущает поперечной структуры поля. Чувствительность измерений удастся существенно увеличить, если между ЧЭ на цилиндрической спирали и контролируемым проводником поместить диэлектрическую втулку с относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к квадрату замедления волны [216]. В этом случае продольное электрическое поле как бы «подтягивается» к поверхности спирального ЧЭ.

4.2.4. Измерение толщины и поверхностной проводимости металлических и диэлектрических покрытий

Измерение и контроль толщины и поверхностной проводимости металлизаций и резистивных покрытий является важной частью технологических процессов микроэлектроники, определяя во многом качество конечной продукции. Применяемый для этой цели четырехзондовый метод приводит к разрушению целостности покрытия и, вследствие ненадежности контакта, дает значительную ошибку, особенно при контроле высокоомных покрытий [217, 218].

Зависимость фазовой скорости замедленной волны от проводимости окружающей среды позволила предложить неразрушающий контроль толщин покрытий, обеспечивающий более высокую точность измерений [64, 203]. Возможность указанного контроля показана на примере приближенного анализа взаимодействия волны в плоской ЗС с бесконечно тонкой полупроводящей пленкой [217]. Однако практическая реализация указанного способа контроля требует более тщательного анализа электродинамической модели чувствительного элемента с учетом особенностей преобразования информативных параметров в реальных измерительных устройствах.

Воспользуемся в качестве модели ЧЭ импедансной поверхностью, изображенной на рис. 4.2.13, параллельно которой расположим пленку толщиной δ из материала с удельной проводимостью σ .

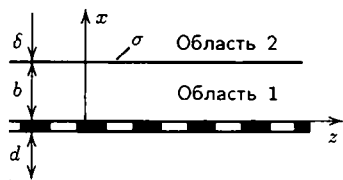


Рис. 4.2.13. Модель ЧЭ на плоской ЗС для контроля тонкопленочного покрытия с удельной проводимостью σ

Расположим начало прямоугольной системы координат x, y, z на импедансной поверхности, направив ось z вдоль распространения волны, а ось x — вверх, перпендикулярно импедансной поверхности. Зависимости составляющих поля волны в рассматриваемой модели от времени t и продольной координаты z будем полагать пропорциональными $\exp(j\omega t - j\beta z)$, где ω — угловая частота, а зависимость

от поперечной координаты y будем полагать отсутствующей. Это позволяет представить рассматриваемую волну в виде суммы двух волн, E - и H -типов.

Не ограничивая задачу конкретными условиями, вытекающими из особенностей реальных ЗС, оговоримся, что в общем случае рассматриваемая система может быть неоднородна в направлении распространения волны и, кроме того, аксиально-симметрична как, например, в случае радиальной спирали, что потребует замены прямоугольной системы координат на цилиндрическую.

Полагая известным решение дисперсионного уравнения рассматриваемой системы, найдем возмущение, которое оказывает на фазовую скорость и затухание волны проводимость пленки. С учетом малости периода структуры по сравнению с длиной замедленной волны, воспользуемся заменой модели рассматриваемого ЧЭ эквивалентной трехпроводной линией [87–89] (см. рис. 1.4.5). Преимуществом такой замены является возможность раздела прилегающего к импедансному проводнику пространства на две области, нижняя из которых заменяется нижним проводником длинной линии, а верхняя — верхним проводником. При этом параметры пленки учитываются либо погонным сопротивлением R_o в верхнем продольном проводнике, либо погонной проводимостью g в поперечной ветви длинной линии. Для упрощения выкладок указанные сопротивление и проводимость включим, соответственно, в погонную индуктивность L_2 и погонную емкость C_2 , заменяющие верхнюю область системы. В результате можно ограничиться анализом именно этих эквивалентных параметров. Пренебрегая потерями в проводниках ЗС, полагаем эквивалентные параметры нижней области C_1 и L_1 действительными. Естественно, что вызванное наличием полупроводящей пленки затухание волны приведет к появлению в выражениях для эквивалентных параметров мнимых добавок, в том числе и в выражениях для L_1 и C_1 . Однако последние невелики и ими можно пренебречь.

Используя метод расчета эквивалентных параметров через проводимости электрического и магнитного типов Y^e и Y^m [87], находим на обращенных вниз и вверх поверхностях импедансного проводника, т.е. при $x = 0$:

$$C_{1,2} = \pm H \tau^2 Y_{1,2}^e(0) / j\omega; \quad (4.2.1)$$

$$L_{1,2} = \pm H / j\omega h^2 Y_{1,2}^m(0). \quad (4.2.2)$$

Здесь H — ширина; h — шаг ЗС; τ — поперечная постоянная, индекс 1 относится к нижней, а индекс 2 — к верхней областям.

Пренебрегая комплексностью τ при расчете эквивалентных параметров, полагаем τ величиной комплексной при расчете выходных параметров ЧЭ (замедления n и затухания K_3). Включая, как отмечено ранее, влияние конечной проводимости пленки в параметры L_2 и C_2 и

полагая L_1 и C_1 известными, ограничимся в дальнейшем рассмотрением лишь выражений для L_2 и C_2 .

Пользуясь соотношениями, связывающими проводимости электрического и магнитного типов на границах одной и той же области [87–89], находим

$$Y_2^e(0) = \frac{\tau Y_2^e + j\omega\epsilon_0 \operatorname{th} b\tau}{j\omega\epsilon_0 + Y_2^e \operatorname{th} b\tau}; \quad (4.2.3)$$

$$Y_2^m(0) = \frac{\omega\mu_0 Y_2^m - j\tau \operatorname{th} b\tau}{j\tau - \omega\mu_0 Y_2^m \operatorname{th} b\tau}. \quad (4.2.4)$$

Аналогично, переходя в область, занятую пленкой, а затем вверх в полубесконечное пространство, получим

$$Y_2^e(b) = \frac{j\omega\epsilon_0 \epsilon \tau' + \tau \epsilon \operatorname{th} \delta\tau'}{\tau' \tau \epsilon + \tau' \operatorname{th} \delta\tau'}; \quad (4.2.5)$$

$$Y_2^m(b) = -\frac{j\tau' \tau + \tau' \operatorname{th} \delta\tau'}{\omega\mu_0 \tau' + \operatorname{th} \delta\tau'}. \quad (4.2.6)$$

где τ' — поперечная постоянная в пленке, определяемая соотношением $\beta^2 = (\tau')^2 + k^2\epsilon$; ϵ — относительное значение диэлектрической проницаемости материала пленки.

Ограничиваясь рассмотрением достаточно хорошо проводящих материалов, полагаем $\epsilon = -j\sigma/\omega\epsilon_0$, что позволяет найти с помощью выражения для β :

$$\tau' = (1 + j)/\delta_0, \quad (4.2.7)$$

где $\delta_0 = \sqrt{2/\omega\sigma\mu_a}$ — толщина скин-слоя; μ_a — абсолютное значение магнитной проницаемости материала пленки. Полагая также, что в представляющих практический интерес случаях $\tau < 0,3$, и заменяя в выражениях (4.2.5), (4.2.6) гиперболический тангенс его аргументом, получим после простейших преобразований

$$Y_2^e(b) \approx \frac{j\omega\epsilon_0}{\tau} (1 - j377\sigma\delta\tau/k); \quad (4.2.8)$$

$$Y_2^m(b) \approx -\frac{j\tau}{\omega\mu_0} (1 + j377\sigma\delta k/\tau), \quad (4.2.9)$$

где τ/k — величина, близкая к замедлению волны n , а произведение $\sigma\delta$ в рассматриваемом нами случае можно заменить поверхностной проводимостью σ_s .

После замены $Y_2^e(b)$ и $Y_2^m(b)$ в выражениях (4.2.3) и (4.2.4) приближенными выражениями (4.2.8) и (4.2.9) получим

$$Y_2^e(0) = \frac{j\omega\epsilon_0}{\tau} \frac{1 - j\xi_e/\operatorname{th} b\tau}{1 - j\xi_e}; \quad (4.2.10)$$

$$Y_2^m(0) = -\frac{j\tau}{\omega\mu_0 \operatorname{th} b\tau} \frac{1 - j\xi_m}{1 - j\xi_m/\operatorname{th} b\tau}, \quad (4.2.11)$$

где $\xi_e = 377n\sigma_s \operatorname{th} b\tau / (1 + \operatorname{th} b\tau)$; $\xi_m = n(1 + \operatorname{th} b\tau) / 377\sigma_s$.

Из структуры выражений (4.2.10), (4.2.11) следует, что при относительно больших значениях $b\tau$, когда $\operatorname{th} b\tau = 1$, проводимости $Y_2^e(0)$ и $Y_2^m(0)$ практически не зависят от параметров пленки. Это позволяет ограничиться рассмотрением наиболее интересного для практики случая, когда, наоборот, значение $b\tau$ невелико и $\operatorname{th} b\tau = b\tau$.

В этом случае получим с помощью выражений (4.2.1), (4.2.2), (4.2.10) и (4.2.11)

$$C_2 = \varepsilon_0 H \tau f(\xi_e); \quad (4.2.12)$$

$$L_2 = \frac{\mu_0 H}{h^2 \tau} f(\xi_m) b\tau, \quad (4.2.13)$$

где $f(\xi) = \frac{1 - j\xi/b\tau}{1 - j\xi}$, $\xi = \xi_e, \xi_m$.

Из приведенных соотношений следует, что погонная емкость C_2 и погонная индуктивность L_2 определяются одной и той же функцией от разных аргументов ξ_e и ξ_m . Оба эти аргумента определяются проводимостью σ_s и отношением τ/k , причем, как это следует из выражений для ξ_e и ξ_m , при достаточно больших значениях τ/k , когда его можно положить равным замедлению n ,

$$\xi_e \xi_m \approx nb\tau. \quad (4.2.14)$$

Освобождаясь в знаменателе выражения для $f(\xi)$ от мнимой части, получим

$$f(\xi) = \frac{1 + \xi^2/b\tau}{1 + \xi^2} - j \frac{\xi(1 - b\tau)}{b\tau(1 + \xi^2)}. \quad (4.2.15)$$

Из полученного выражения следует, что при изменении ξ меняются как действительная, так и мнимая части $f(\xi)$, т.е. меняются действительные и мнимые части C_2 и L_2 , что, в свою очередь, должно приводить к изменениям замедления и затухания волны. Характер этих изменений можно оценить с помощью приведенных на рис. 4.2.14 и рис. 4.2.15 зависимостей действительной и мнимой частей функции $f(\xi)$ от параметра ξ для значений $b\tau$, равных 0,1; 0,2; 0,3. Из указанных зависимостей следует, что функция $f(\xi)$ изменяется достаточно интенсивно лишь при изменении параметра ξ в интервале значений 0,1...10, что соответствует, как это следует из выражений для ξ_e и ξ_m , значениям поверхностной проводимости σ_s , лежащим, соответственно, в диапазонах $0,26(10^{-3} \dots 10^{-1})/nb\tau$ для ξ_e и $0,26(10^{-3} \dots 10^{-1})n$, См, для ξ_m .

Из приведенных зависимостей также следует, что в представляющих практический интерес случаях достаточно больших замедлений

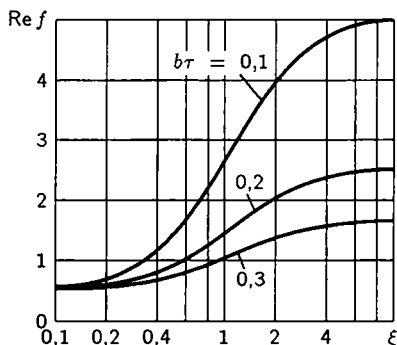


Рис. 4.2.14. Зависимости действительной части функции $f(\xi)$ параметра ξ при изменении $b\tau$

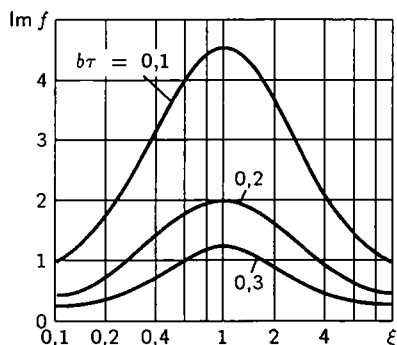


Рис. 4.2.15. Зависимости мнимой части функции $f(\xi)$ параметра ξ при изменении $b\tau$

($n > 10$) проводимость σ_s влияет либо только на эквивалентную емкость, либо только на эквивалентную индуктивность. Действительно, по мере увеличения σ_s , т.е. с ростом ξ_e , появляется мнимая часть емкости C_2 , и увеличивается ее действительная часть при практически неизменном значении индуктивности L_2 . Это приводит к постепенным увеличениям замедления и затухания волны. Последнее достигает максимума при определенном значении проводимости и падает при дальнейшем ее увеличении, сопровождающимся ростом замедления. Дальнейшее увеличение σ_s до значений, при которых $\xi_m > 0,1$, приводит к появлению мнимой части L_2 и уменьшению ее действительной части, т.е. снова вызывает затухание волны и уменьшение замедления. Как и при воздействии на емкость, затухание проходит через максимум и стремится к нулю при дальнейшем увеличении σ_s . При этом замедление становится таким же, как и при идеально-проводящем экране, расположенном на том же расстоянии от ЗС, что и рассматриваемая пленка.

Таким образом, измеряя замедление или затухание волны, можно судить о величине эквивалентной поверхностной проводимости σ_s пленки или о ее толщине при известной удельной проводимости материала. Так как чувствительность и точность измерений зависят как от выбора конкретной ЗС, так и от схемы преобразования информативного параметра в сигнал информации и дальнейшей его обработки, то ограничимся сравнительным анализом модели ЧЭ, позволяющим связать выбор замедления волны с величиной контролируемой проводимости.

Вернемся к приведенным на рис. 4.2.14, 4.2.15 зависимостям действительной и мнимой частей функции $f(\xi)$. Хотя зависимости замедления и затухания в реальных системах вовсе не идентичны приведенным на указанных рисунках зависимостям, характер их остается тем же. Это позволяет, находя область значений ξ , соответствующих максимальному наклону зависимости $\text{Re } f(\xi)$, утверждать, что именно при

этих значениях ξ_e или ξ_m чувствительность измерений проводимости по изменению замедления будет близка к максимальной. В то же время при значениях ξ_e или ξ_m , соответствующих максимуму мнимой части $f(\xi)$, чувствительность измерений по затуханию равна нулю.

Дифференцируя по ξ действительную часть $f(\xi)$, находим крутизну изменения этой функции, т.е. величину, определяющую чувствительность измерения по изменению замедления. Однако более объективную оценку чувствительности можно получить умножая указанную производную на отношение $\xi/\text{Re } f(\xi)$, т.е. отыскивая относительные значения крутизны:

$$\frac{\xi}{\text{Re } f(\xi)} \frac{\partial}{\partial \xi} \text{Re } f(\xi) = \frac{2\xi^2(1 - b\tau)}{(1 + \xi^2)(b\tau + \xi^2)}. \quad (4.2.16)$$

Зависимости правой части (4.2.16) от параметра ξ приведены на рис. 4.2.16 для значений $b\tau$, равных 0,1; 0,2; 0,3. Дифференцируя по ξ и приравнявая к нулю правую часть (4.2.16), находим значения $\xi = \xi_0$, при которых относительная крутизна максимальна:

$$\xi_0 = \sqrt[3]{b\tau}. \quad (4.2.17)$$

Подставляя это значение ξ в выражение (4.2.16), получим

$$\frac{\xi_0}{\text{Re } f(\xi_0)} \frac{\partial \text{Re } f(\xi)}{\partial \xi} \Big|_{\xi_0} = \frac{2(1 - b\tau)\sqrt{b\tau}}{(1 + \sqrt{b\tau})(b\tau + \sqrt{b\tau})}. \quad (4.2.18)$$

С помощью выражений для ξ_e и ξ_m и формулы (4.2.17) находим выражения для значений поверхностной проводимости σ_s , соответствующих $\xi = \xi_0$ соответственно для ξ_e и ξ_m :

$$\sigma'_s = \frac{\sqrt[3]{b\tau}(1 + b\tau)}{377nb\tau}; \quad (4.2.19)$$

$$\sigma''_s = \frac{(1 + b\tau)n}{377n\sqrt[3]{b\tau}}. \quad (4.2.20)$$

Здесь одним штрихом выделено значение σ_s , оптимальное по влиянию на эквивалентную емкость, а двумя штрихами — оптимальное по влиянию на эквивалентную индуктивность.

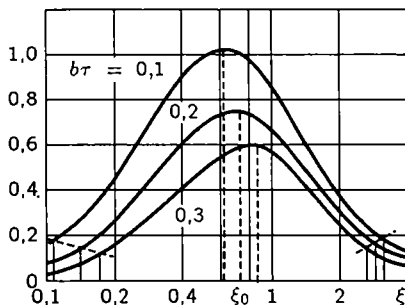


Рис. 4.2.16. Зависимости относительной чувствительности от параметра ξ при изменении $b\tau$

Задаваясь $b\tau = 0,1$ и $n = 10$, получим с помощью выражений (4.2.19) и (4.2.20) $\sigma' = 1,64 \cdot 10^{-3}$ См, $\sigma'' = 5,19 \cdot 10^{-2}$ См.

Уменьшение чувствительности измерений, вызванное уменьшением наклона зависимости действительной части функции $f(\xi)$, ограничивает диапазон значений ξ , контролируемых по изменению замедления. Зададимся диапазоном значений σ_s , в котором уменьшение относительной крутизны не превышает пяти (пунктирные линии на рис. 4.2.16). Этому диапазону ξ , как в этом легко убедиться, соответствует изменение реальной части $f(\xi)$ приблизительно от 1,1 до $0,9/b\tau$, т.е. в диапазоне, ограниченном 10%-ным отклонением от минимального и максимального значений. Соответствующие границам этого диапазона минимальное и максимальное значения определяются следующими выражениями:

$$\xi_{\min} = \sqrt{b\tau/(10 - 11b\tau)}; \quad (4.2.21)$$

$$\xi_{\max} = \sqrt{11 - 10b\tau}. \quad (4.2.22)$$

Этим значениям соответствуют тонкие сплошные линии на рис. 4.2.16. С помощью выражений для ξ_e и ξ_m находим соответствующие этим границам диапазоны проводимостей σ_s . При воздействии на эквивалентную емкость

$$8,4 \cdot 10^{-4} \frac{1 + b\tau}{n\sqrt{(1 - 1,1b\tau)b\tau}} \leq \sigma_s \leq 8,4 \cdot 10^{-3} \frac{1 + b\tau}{nb\tau} \sqrt{1,1 - b\tau}, \quad (4.2.23)$$

при воздействии на эквивалентную индуктивность

$$8,4 \cdot 10^{-4} \frac{n(1 + b\tau)}{\sqrt{1,1 - b\tau}} \leq \sigma_s \leq 8,4 \cdot 10^{-3} n \sqrt{\frac{1,1 - b\tau}{b\tau}}. \quad (4.2.24)$$

Проводимости, меньшие определяемой неравенством (4.2.23) левой границы диапазона и большие определяемой неравенством (4.2.24) правой границы диапазона, можно контролировать не по изменению замедления, а по изменению затухания. При этом величина затухания K_3 в децибеллах на длине участка, равном длине замедленной волны, определяется следующими приближенными выражениями:

$$K_3 \approx \frac{27\xi_e}{b\tau(1 + C_1/C_2)}; \quad (4.2.25)$$

$$K_3 \approx 27\xi_m[1 - L_2'/(L_1 + L_2)], \quad (4.2.26)$$

соответственно для относительно малых и относительно больших проводимостей, где C_2' и L_2' — действительные части C_2 и L_2 . Подставляя в выражения (4.2.25) и (4.2.26) значения ξ_e и ξ_m , получим

$$K_3 \approx \frac{10^4 n \sigma_s}{(1 + b\tau)(1 + C_1/C_2)}; \quad (4.2.27)$$

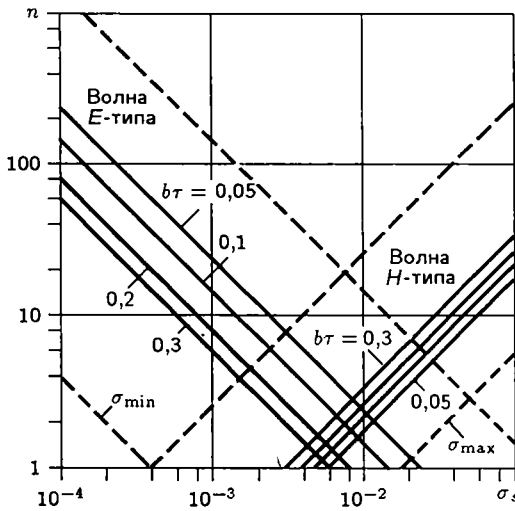


Рис. 4.2.17. Зависимости замедления n от поверхностной проводимости σ_s (сплошные прямые) и максимальных и минимальных значений замедления волны (пунктирные прямые) при затухании порядка 2 дБ на длину замедленной волны

$$K_3 \approx \frac{7,16 \cdot 10^{-2} n(1 + b\tau)L_1}{\sigma_s(L_1 + L_2)} \quad (4.2.28)$$

Затухания порядка 2...3 дБ на длине ЗС, равной длине замедленной волны, вполне достаточно для эффективного контроля проводимости. Это позволяет, приравняв правые части выражений (4.2.27) и (4.2.28) двум, получив, пренебрегая $b\tau$ по сравнению с единицей, следующие выражения для минимального и максимального значений поверхностных проводимостей, которые можно измерить по величине затухания:

$$\sigma_{\min} = 2 \cdot 10^{-4}(1 + C_1/C_2')/n, \text{ См}; \quad (4.2.29)$$

$$\sigma_{\max} = 3,6 \cdot 10^{-2} n[1 - L_2'(L_1 + L_2')], \text{ См}. \quad (4.2.30)$$

С учетом возможности получения больших замедлений (до $10^3 \dots 10^4$) поддающийся контролю диапазон поверхностной проводимости оказывается достаточно большим.

Полученные выше соотношения позволяют рассчитать зависимости оптимального по взаимодействию с резистивным покрытием замедления от величины поверхностной проводимости σ_s для волн E - и H -типов. Такие зависимости для диапазона значений $b\tau$ от 0,05 до 0,3 показаны сплошными линиями на рис. 4.2.17. Здесь же пунктирными линиями приведены зависимости замедления n , соответствующие минимальным и максимальным значениям σ_s , которые могут быть измерены по величине затухания, равной 2 дБ на длине замедленной волны.

Из приведенных зависимостей следует, что проводимости порядка $10^{-5} \dots 10^{-4}$ См можно контролировать, измеряя затухание, а проводимости порядка $10^{-4} \dots 10^{-3}$ — измеряя замедление при взаимодействии с волной E -типа. Проводимости же порядка $10^{-3} \dots 1$ можно контроли-

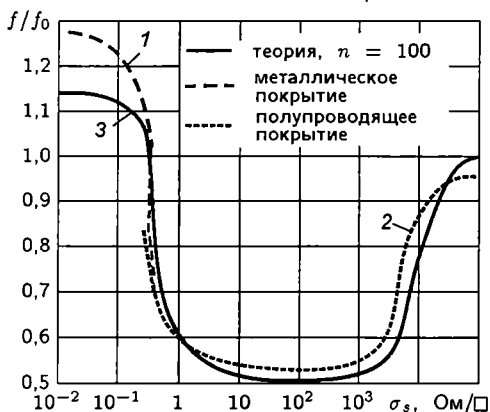


Рис. 4.2.18. Суммарные экспериментальные (кривые 1, 2) и расчетная (кривая 3) зависимости относительной частоты от поверхностной проводимости резистивных покрытий

ровать по изменению замедления, взаимодействуя как с волной E^- , так и с волной H -типа. При этом, однако, следует выбирать относительно небольшие значения замедления, что осложняет схемотехническое решение измерительного преобразователя. Большие значения проводимостей можно контролировать, размещая контролируемое покрытие в поле волны магнитного типа и измеряя либо затухание волны, либо замедление. В этом случае значения замедлений могут превышать сотни и тысячи раз, что позволяет работать на частотах в единицы мегагерц, измеряя поверхностные проводимости от десятых сотен сименсов.

На рис. 4.2.18 показаны суммарные экспериментальные (кривые 1, 2) и расчетная (кривая 3) зависимости относительной частоты от поверхностной проводимости резистивных покрытий, полученные с помощью ЧЭ на связанных арифметических спиралях диаметром 15; 22; 30 и 37 мм.

Знание удельной проводимости σ контролируемого материала позволяет свести задачу измерения толщин проводящих и полупроводящих покрытий и пленок к задаче измерения поверхностной проводимости σ_s на относительно низких частотах, когда глубина проникновения электромагнитного поля в покрытие в несколько раз превышает его толщину. При этом $\sigma_s = \sigma \delta$, где δ — толщина покрытия, и информативный параметр (например, частота генерации) оказывается однозначно связан с контролируемой величиной.

Исследованные в этом разделе физические эффекты и принципы измерений реализованы в разработанном при непосредственном участии авторов аппаратно-программном комплексе «АНАЛИЗ», предназначенном для контроля толщины и поверхностного сопротивления резистивных покрытий [65, 221]. Более подробно возможности АПК «АНАЛИЗ» показаны в разд. 4.4.3.

4.2.5. Измерение и контроль электромагнитных параметров материалов

В настоящее время в различных отраслях промышленности широко используются материалы из магнитоэлектрических и металлических покрытий для экранировки и поглощения электромагнитных волн, в частности, для измерений и испытаний радиотехнической аппаратуры, при разработке безэховых камер, микрополосковых СВЧ модулей для устранения электромагнитных резонансов корпуса и т.д. [222–224]. Для этих целей применяют ферромагнитные материалы, параметры которых требуется контролировать как в процессе производства, так и при разработке устройств, содержащих такие материалы.

В качестве ЧЭ для контроля электромагнитных параметров радиопоглощающих материалов (ЭМП РПМ) могут быть использованы отрезки спиральных и гребенчатых ЗС. Измерение ЭМП относится к разряду косвенных измерений и сводится к определению комплексной поперечной постоянной τ по результатам измерения величин замедления и затухания. Определение замедления и затухания волны в ЧЭ на ЗС представляет собой хорошо известную задачу и может быть сведено к измерению величин резонансной частоты и добротности структуры в режиме стоячей волны или величин фазы и потерь в режиме бегущей волны [60, 61, 68, 101, 194, 195, 203, 225, 226].

При измерениях в режиме стоячей волны ЧЭ, представляющий собой резонатор на ЗС, включается по проходной схеме, представленной на рис. 4.2.19. Эквивалентная схема включения показана на рис. 4.2.20. Для определения резонансной частоты f_0 и затухания W , вносимого исследуемым РПМ, используется измеритель амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) типа Х1-42, позволяющий измерять частоту в режиме работы с внешней частотной меткой с погрешностью не более $\Delta r + 0,05\Delta f$, где Δr — погрешность установки частоты внешнего генератора (не более $10^{-7}f$ при измерении частоты с помощью частотомера ЧЗ-34), Δf — установленная полоса качания частоты (на практике не более 2 МГц). В результате погрешность измерения величины f_0 не хуже 0,1 МГц. Измерение затухания W осуществляется по методу за-

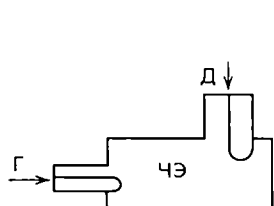


Рис. 4.2.19. Проходная схема включения ЧЭ на ЗС

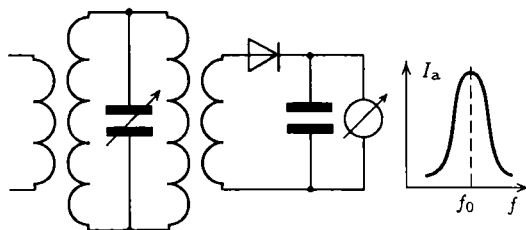


Рис. 4.2.20. Эквивалентная схема включения ЧЭ на ЗС



Рис. 4.2.21. Структурная схема измерения резонансной частоты с помощью внешней частотной метки

цифровом отсчете по частотомеру ЧЗ-34. Структурная схема данного способа измерения представлена на рис. 4.2.21. Схема содержит измеритель АЧХ X1-42 с подключенным к нему исследуемым резонатором и внешним генератором с частотомером. Основную погрешность при измерениях частоты вносит погрешность точности совмещения внешней частотной метки с центром резонансной кривой, так что при измерении низкодобротных резонаторов, погрешность практических измерений достигает ± 1 МГц. Указанная схема измерения частоты предназначена в основном для предварительного контроля частоты ЧЭ на ЗС.

По второму способу измерение f_0 производится с помощью устройства, совмещенного с измерителем АЧХ X1-42. Структурная схема представлена на рис. 4.2.22. Устройство представляет собой генератор, следящий за резонансной частотой исследуемого ЧЭ, и содержит ЧЭ (датчик ЭМП), амплитудный детектор, высокочастотный генератор, частотный модулятор, усилитель-формирователь, триггер, интегратор и цифровой измеритель частоты (типа ЧЗ-34). Работа устройства осуществляется следующим образом: высокочастотный генератор под действием сигнала, поступающего с частотного модулятора, вырабатывает частотномодулированные колебания в полосе пропускания ЧЭ, с выхода которого с помощью амплитудного детектора выделяется импульс U_a , повторяющий форму резонансной кривой ЧЭ. Этот импульс поступает на усилитель-формирователь, в котором формируется узкий прямоугольный импульс, совпадающий по времени с точкой перегиба импуль-

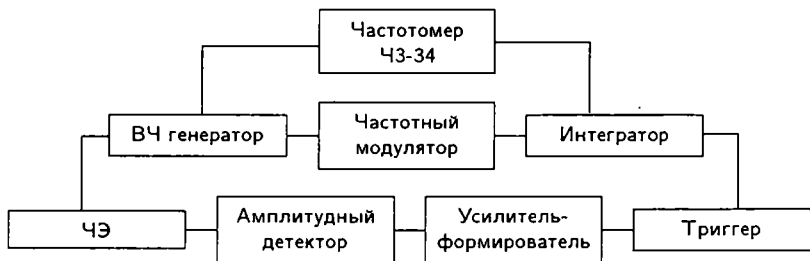


Рис. 4.2.22. Структурная схема измерения с захватом резонансной частоты

са U_a . Этот импульс запускает триггер, который в свою очередь также вырабатывает импульс, проходящий через интегратор и частотный модулятор, благодаря чему частота высокочастотного генератора понижается. При повторном запуске триггера частота генератора повышается. В результате частота высокочастотного генератора колеблется около резонансной частоты ЧЭ (датчика ЭМП), автоматически следя за ее изменением, причем среднее значение частоты генератора совпадает с резонансной частотой ЧЭ. Выходной сигнал в цифровом виде снимается с частотомера. Данный способ измерения обеспечивает высокую точность (практически погрешность измерения частоты составляет не более 0,005 МГц) и не зависит от добротности исследуемого ЧЭ на ЗС.

При измерении комплексных значений ЭМП $\zeta = \zeta' - j\zeta''$ поперечная постоянная τ в системе является также комплексной величиной, определяемой по формуле [101, 227]

$$\tau = k\sqrt{n^2 - \eta^2 - 1 - 2jn\eta}, \quad (4.2.31)$$

где $n = \lambda/\lambda_3$ — коэффициент замедления; $\eta = \alpha/(8,68k)$ — нормированный по частоте коэффициент затухания; α — погонное затухание, дБ/м, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве. Таким образом, по экспериментально измеренным значениям замедления и затухания в системе может быть рассчитана поперечная постоянная τ и далее из полученных для ЧЭ дисперсионных уравнений определена величина ζ .

Наиболее распространенными типами ЧЭ на ЗС являются структуры на базе радиальных и цилиндрических спиралей и их модификации. Как показали практические измерения, незначительная ошибка в измерении угла намотки спирали Φ приводит к большой погрешности в определении величины параметра ζ .

Это объясняется тем, что изменение величины замедления в системе при помещении в нее исследуемого образца сравнимо с погрешностью расчета этого замедления при наличии погрешности в определении величины Φ . С целью исключения этого параметра из расчетов используется метод двух измерений, т.е. измерение резонансной частоты в системе производится дважды: при отсутствии в ЗС исследуемого образца РПМ и при его наличии.

4.3. Элементы и устройства для измерения и контроля параметров технологических сред

4.3.1. Экологический контроль водных стоков гальванического производства

Контроль загрязнения сточных вод промышленных предприятий и, особенно, стоков гальванического производства можно осуществлять,

применя технологические установки для измерения удельной проводимости воды, возрастающей с увеличением загрязнения. Если удельная проводимость σ дистиллированной воды не превышает 10^{-3} См/м, а пресной воды — $10^{-3} \dots 10^{-1}$ См/м [176], то ее загрязнение веществами, образующими проводящий раствор, ассоциируется со значениями σ , превышающими 10^{-1} См/м.

Непосредственное измерение проводимости с помощью электродов, казалось бы, не вызывает каких-либо затруднений. Однако окисление и загрязнение контактов существенно уменьшая точность и надежность такого способа контроля, делает актуальным применение высокочастотных методов измерения проводимости, не требующих непосредственного контакта с контролируемой средой [228, 229]. Разработка ЧЭ на ЗС [36–39] позволяет, благодаря замедлению волны, существенно повысить эффективность измерения проводимости, что особенно важно при измерении малых проводимостей, с которыми приходится иметь дело при контроле загрязнений водной среды. Однако большая относительная диэлектрическая проницаемость воды затрудняет проникновение в нее электрического поля волны.

Простейшей моделью ЧЭ для контроля жидкости, обладающей некоторой проводимостью σ , вызывающей затухание электромагнитной волны, является цилиндрическая спираль, намотанная на тонкостенную трубку из диэлектрика (рис. 4.3.1) [67, 230]. Спираль ограничена коаксиально расположенным с ней цилиндрическим экраном с идеальной проводимостью. Внутренний радиус диэлектрической трубки — a , средний радиус спирали — b , внутренний радиус экрана — d . При использовании такого ЧЭ на ЗС важно правильно выбрать рабочую частоту. При слишком большой частоте поле волны прижимается к поверхности ЗС и взаимодействие со средой оказывается не эффективным. При слишком низкой частоте поле концентрируется в области между ЗС и экраном. В рассматриваемом случае это приводит к уменьшению эффективности взаимодействия замедленной волны со средой внутри диэлектрической трубки. Однако благодаря большой диэлектрической проницаемости воды даже на относительно низких частотах значительная часть энергии электрического поля остается внутри спирали, распределяясь в воде и диэлектрической трубке [133, 134].

Для оценки чувствительности измерений можно воспользоваться предложенным в разд. 1.5 коэффициентом взаимодействия $K_{вз}$. Характеризуя отношение энергии электрического поля в области контролируемой среды к полной энергии волны, коэффициент взаимодействия входит в виде множителя в выражение для мощности потерь $P_{пот}$ на единице длины системы [59]:

$$P_{пот} = 2,1 \cdot 10^{-8} f n K_{вз} P e'' / \epsilon', \quad (4.3.1)$$

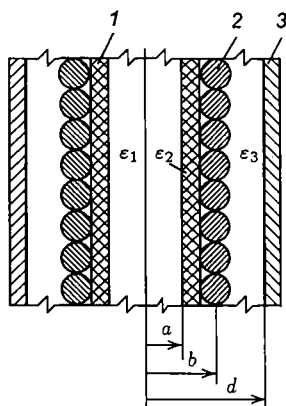


Рис. 4.3.1. Модель ЧЭ для контроля водных стоков на спиральной ЗС: 1 — диэлектрическая трубка; 2 — спираль; 3 — цилиндрический экран

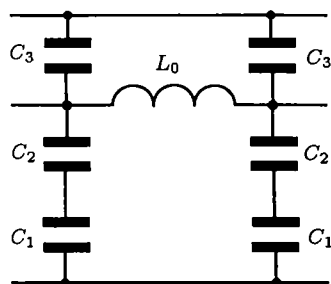


Рис. 4.3.2. Трехпроводная эквивалентная длинная линия, заменяющая модель ЧЭ на ЗС

где f — частота, Гц; n — коэффициент замедления; P — проходящая мощность; ϵ'' — мнимая, ϵ' — действительная часть относительной диэлектрической проницаемости контролируемого материала.

Отношение $P_{\text{пот}}/P$ определяет коэффициент затухания волны K_3 [102–104, 155], являющийся информативным параметром при измерении малых проводимостей:

$$K_3 = 4,34 P_{\text{пот}} l / P, \text{ дБ}, \tag{4.3.2}$$

где l — длина ЗС.

Замедление n определяется через параметры трехпроводной эквивалентной линии, заменяющей ЧЭ, по методике работ [86–89] (рис. 4.3.2):

$$n = \sqrt{L_0 C_0 / \epsilon_0 \mu_0}. \tag{4.3.3}$$

Здесь C_0 — суммарная погонная емкость ЗС, которая может быть определена заменой последовательно включенных емкостей C_1 , характеризующей емкость внутри диэлектрической трубки, и C_2 , характеризующей емкость между диэлектрической трубкой и спиралью, одной емкостью и ее сложением с емкостью C_3 — между спиралью и экраном ЧЭ. В результате получим

$$C_0 \approx \epsilon_1 2\pi (a\tau_1)^2 \left[1 - \frac{(a\tau_1)^2 (b-a)}{2b} + \frac{2\pi\epsilon_3}{\ln(d/b)} \right]. \tag{4.3.4}$$

Погонная индуктивность L_0 цилиндрической спирали с экраном

определяется следующим выражением:

$$L_0 = \frac{\beta^2 \mu_0 I_1(b\tau) K_1(b\tau)}{2\pi\tau^2} \left[1 - \frac{I_1(b\tau) K_1(d\tau)}{K_1(b\tau) I_1(d\tau)} \right] \frac{(2\pi b)^2}{h^2}, \quad (4.3.5)$$

где h — шаг спирали; I_1, K_1 — модифицированные функции Бесселя; τ — поперечная постоянная в областях, прилегающих к спирали. В рассматриваемом случае значение поперечных постоянных в прилегающих к спирали областях неодинаково, однако в представляющих практический интерес случаях, когда замедление достаточно велико, отношение β^2/τ^2 можно полагать равным единице.

Входящее в (4.3.1) отношение ϵ''/ϵ' для воды определяется выражением

$$\epsilon''/\epsilon' = \sigma/(81\epsilon_0 2\pi f) = 0,22\sigma 10^9/f. \quad (4.3.6)$$

Решая совместно (4.3.1), (4.3.2) и (4.3.6), получим

$$K_3 = 20nK_{вз}\sigma l, \text{ дБ}. \quad (4.3.7)$$

Из полученного выражения для коэффициента затухания видно, что он прямо не зависит от частоты и при заданном значении проводимости пропорционален произведению коэффициента взаимодействия на замедление. При замедлениях порядка 10...100, $K_{вз} > 0,1$ и длине ЧЭ порядка 0,1 м получаем $K_3 > (2...20)\sigma$, что делает реальным осуществление измерений при значениях σ , превышающих 0,1 См/м. При меньших значениях проводимости следует либо увеличивать длину мерного участка, либо увеличивать замедление.

Увеличить замедление можно применяя связанные (коаксиально расположенные) спирали с противоположным направлением намотки [155] (рис. 4.3.3). При расстояниях между спиралями существенно меньшими их радиусов и относительно низких частотах, когда произведение длины витка спиралей на замедление существенно меньше длины волны в свободном пространстве:

$$n \approx \frac{2(b+a)}{h} \epsilon_{от} \frac{b+a}{b-a}, \quad (4.3.8)$$

где a и b — радиусы внутренней и внешней спирали соответственно; $\epsilon_{от}$ — относительная диэлектрическая проницаемость среды между спиралями.

Если обеспечить протекание контролируемой воды в небольшом зазоре между спиралями, то удастся сосредоточить почти все электрическое поле в жидкости, увеличить замедление и, тем самым, величину $K_{вз}$.

Используя методику, изложенную в [67, 83, 121], и полагая в случае достаточно больших замедлений $\tau_1 \approx \beta$, для коэффициента взаимодей-

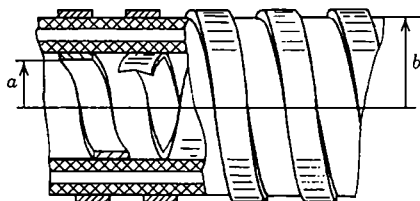


Рис. 4.3.3. Продольное сечение ЧЭ на связанных цилиндрических спиралях

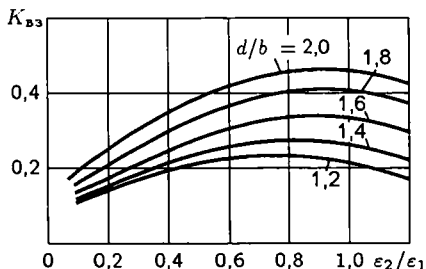


Рис. 4.3.4. Зависимости коэффициента взаимодействия от отношения ϵ_2/ϵ_1 при изменении d/b

ствия рассматриваемой модели получим формулу (4.3.9)

$$K_{вз} = \frac{\tau_0^2 \epsilon_1}{2\pi\beta_0^2} \left[\frac{a\tau_1 \epsilon_1 \epsilon_2 I_1(a\tau_1)}{\epsilon_1 \tau_1 I_1(a\tau_1)(b-a) + \epsilon_2 I_0(a\tau_1)} + b\tau_1 \frac{K_1}{K_0}(b\tau_1) \frac{1 + \frac{I_1(b\tau_1)K_0(d\tau_1)}{I_0(b\tau_1)}}{1 - \frac{I_0(b\tau_1)K_0(d\tau_1)}{I_0(b\tau_1)}} \right]^{-1},$$

где τ_0 и β_0 — поперечная и фазовая постоянные при отсутствии контролируемой жидкости.

Соотношение (4.3.9) позволяет оптимизировать параметры ЧЭ, однако необходимость обеспечения достаточно равномерного распределения энергии электрического поля волны, определяющая эффективность ЧЭ, ограничивает параметр $a\tau_1$ относительно малой величиной, при которой продольное электрическое поле мало зависит от радиуса. Анализ показывает, что параметр $a\tau_1$ не должен превышать 0,8 при $b\tau_1 = 0,9$.

На рис. 4.3.4 показаны зависимости коэффициента взаимодействия от отношения ϵ_2/ϵ_1 при изменении значений d/b от 1,2 до 2,0; относительной диэлектрической проницаемости жидкости $\epsilon_1 = 81$, $a\tau_1 = 0,8$; $b\tau_1 = 0,9$.

Из полученных кривых видно, что $K_{вз}$ увеличивается при увеличении расстояния от спирали до экрана и при близких значениях относительных диэлектрических проницаемостей материала трубки ϵ_2 и контролируемой жидкости ϵ_1 .

Расчет коэффициента взаимодействия существенно упрощается в случае связанных спиралей. Ранее было отмечено, что на относительно низких частотах практически вся энергия электрического поля сосредотачивается между спиралями. Если относительную диэлектрическую проницаемость материала, изолирующего спирали от воды, взять равной действительной части относительной диэлектрической проницаемости воды, то распределение энергии электрического поля по всей

области между спиралями будет однородным и отношение доли энергии в воде ко всей энергии электрического поля будет равно отношению толщины слоя воды W к зазору между спиралями $(b - a)$. Так как в спиральных ЗС электромагнитная энергия распределена между волнами электрического и магнитного типов, а с водой взаимодействует в основном волна электрического типа, то максимально возможное значение $K_{вз}$ не может превышать 0,5. Таким образом,

$$K_{вз} \approx 0,5W/(b - a). \quad (4.3.10)$$

Выбирая $(b + a)/(b - a) = 16$; $\varepsilon_{от} = 81$; $2\pi(a + b)/h = 36$, получим с помощью (4.3.8) $n = 1296$. Если при этом выбрать $W/(b - a) = 0,5$, то, как это следует из (4.3.7) и (4.3.10),

$$K_3 = 6,48 \cdot 10^3 \sigma l, \text{ дБ}. \quad (4.3.11)$$

Из (4.3.11) следует, что даже при проводимостях меньших 10^{-2} См/м, величина затухания волны на длине порядка 0,1 м является достаточно большой.

4.3.2. Измерение концентрации и фазового состояния технических растворов и охлаждающих жидкостей

Рассмотренные в предыдущем параграфе модели ЧЭ позволяют осуществлять оперативное измерение концентрации не только водных растворов и суспензий. Аналогично по изменению резонансной частоты или по затуханию замедленной волны в ЧЭ можно судить о концентрации и фазовом состоянии электролитов, проводящих и криогенных жидкостей [220, 226, 231, 232]. Контроль фазового состояния паросодержащей смеси осложнен сильным экранирующим действием жидкости, вызванным большим значением относительной диэлектрической проницаемости. Однако выбором диэлектрической проницаемости материала трубопровода, на котором установлен спиральный ЧЭ, близким к проницаемости контролируемой среды, удастся избежать экранировки и получить высокую чувствительность измерений [57, 226, 233].

Используя ЧЭ в виде диэлектрического трубопровода с цилиндрической спиралью, можно контролировать сплошность потока жидкости или плотность газа с известной диэлектрической проницаемостью. При известной температуре это позволяет определить и давление, а по перепаду плотности на мерном участке трубопровода — массовый расход [66, 234–236].

Проблема экранирования поля замедленной волны контролируемой средой требует рассмотрения более сложных конструкций ЧЭ, в которых экранирующее действие ослабляется. Такого эффекта можно добиться путем согласования поля гибридной замедленной волны с

контролируемой средой, используя ЧЭ на основе слоистых магнитодиэлектрических структур с плавным изменением электродинамических параметров [233].

В этой связи рассмотрим модель ЧЭ на базе спиральной ЗС радиуса r_i с произвольным количеством магнитодиэлектрических слоев, расположенных внутри и снаружи спирали и имеющих различные значения относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей, в общем случае комплексных. (рис. 4.3.5).

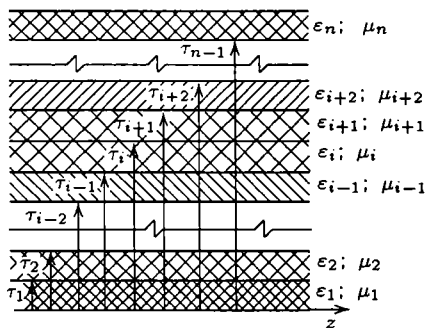


Рис. 4.3.5. Модель ЧЭ на спиральной ЗС в слоистой магнитодиэлектрической среде

Для вывода дисперсионного уравнения такой системы запишем касательные к поверхностям компоненты поля, являющиеся решением волнового уравнения и уравнений Максвелла в случае замедленных волн:

$$\begin{aligned}
 E_{zi} &= A_i^e I_0(r\tau_i) + B_i^e K_0(r\tau_i); \\
 H_{zi} &= A_i^m I_0(r\tau_i) + B_i^m K_0(r\tau_i); \\
 H_{\varphi i} &= -\frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_i}{\tau_i} A_i^e I_1(r\tau_i) + B_i^e K_1(r\tau_i); \\
 E_{\varphi i} &= \frac{j\omega\mu_0\mu_i}{\tau_i} A_i^m I_1(r\tau_i) + B_i^m K_1(r\tau_i),
 \end{aligned}
 \tag{4.3.12}$$

где I_0, I_1, K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, нулевого и первого порядков [109–111]; $i = 1, \dots, n$ — номер слоя; $A_i^{e,m}, B_i^{e,m}$ — неизвестные постоянные интегрирования, обращаемые в нуль для n -го слоя при отсутствии внутренней и внешней металлических поверхностей.

При использовании модели анизотропно-проводящего цилиндра [26] с идеальной проводимостью вдоль витков спирали, справедливы следующие граничные условия:

$$\begin{aligned}
 E_z^{i+1} &= E_z^i; \quad E_\varphi^{i+1} = E_\varphi^i; \quad E_z^{i+1} + E_\varphi^{i+1} \operatorname{tg} \Phi = 0; \\
 H_z^{i+1} + H_\varphi^{i+1} \operatorname{tg} \Phi &= H_z^i + H_\varphi^i \operatorname{tg} \Phi;
 \end{aligned}
 \tag{4.3.13}$$

где Φ — угол намотки спирали.

С учетом выражений для составляющих поля (4.3.12) и граничных условий (4.3.13), приравнявая к нулю определитель системы уравнений относительно неизвестных $C_{i+1}^{e,m}, C_i^{e,m}$, где $C^{e,m} = B^{e,m}/A^{e,m}$, после

преобразований получим дисперсионное уравнение в виде:

$$Q_c^2 \frac{\frac{\varepsilon_{i+1} I_1(r_{i+1} \tau_{i+1}) - C_{i+1}^e K_1(r_{i+1} \tau_{i+1})}{\tau_{i+1} I_0(r_{i+1} \tau_{i+1}) + C_{i+1}^e K_0(r_{i+1} \tau_{i+1})} - \frac{\varepsilon_i I_1(r_{i+1} \tau_i) - C_i^e K_1(r_{i+1} \tau_i)}{\tau_i I_0(r_{i+1} \tau_i) + C_i^e K_0(r_{i+1} \tau_i)}}{\frac{\mu_{i+1} I_1(r_{i+1} \tau_{i+1}) - C_{i+1}^m K_1(r_{i+1} \tau_{i+1})}{\tau_{i+1} I_0(r_{i+1} \tau_{i+1}) + C_{i+1}^m K_0(r_{i+1} \tau_{i+1})} - \frac{\mu_i I_1(r_{i+1} \tau_i) - C_i^m K_1(r_{i+1} \tau_i)}{\tau_i I_0(r_{i+1} \tau_i) + C_i^m K_0(r_{i+1} \tau_i)}}} - 1 = 0. \quad (4.3.14)$$

Здесь $Q_c^2 = \text{tg}^2 \Phi \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$ — обобщенный параметр спирали.

Найдем функции перехода из слоя в слой для внутренних относительно спирали слоев в виде

$$C_j^{e,m} = q_{j-1}^{e,m} (C_{j-1}^{e,m}), \quad j = 3, i. \quad (4.3.15)$$

Для этого используем непрерывность тангенциальных составляющих полей на границах слоев. После преобразований получим

$$C_j^{e,m} = \frac{I_1(r_j \tau_j) q_{j-1}^{e,m} - I_0(r_j \tau_j) p_{j-1}^{e,m}}{K_1(r_j \tau_j) q_{j-1}^{e,m} + K_0(r_j \tau_j) p_{j-1}^{e,m}}, \quad (4.3.16)$$

где

$$q_{j-1}^{e,m} = \frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_j \\ \mu_j \end{Bmatrix}}{\tau_j} [I_0(r_j \tau_{j-1}) + C_{j-1}^{e,m} K_0(r_j \tau_{j-1})]; \quad (4.3.17)$$

$$p_{j-1}^{e,m} = \frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_{j-1} \\ \mu_{j-1} \end{Bmatrix}}{\tau_{j-1}} [I_1(r_j \tau_{j-1}) + C_{j-1}^{e,m} K_0(r_j \tau_{j-1})]. \quad (4.3.18)$$

Для слоев внешних по отношению к спирали, функции перехода следующие:

$$C_{j-1}^{e,m} = \frac{I_1(r_j \tau_{j-1}) q_j^{e,m} - I_0(r_j \tau_{j-1}) p_j^{e,m}}{K_1(r_j \tau_{j-1}) q_j^{e,m} + K_0(r_j \tau_{j-1}) p_j^{e,m}}, \quad (4.3.19)$$

где $j = n - 1, i$

Выражения для $C_2^{e,m}$ в случаях наличия и отсутствия металлического стержня с идеальной проводимостью различны:

$$C_2^{e,m} = \frac{\frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_2 \\ \mu_2 \end{Bmatrix}}{\tau_2} I_1(r_2 \tau_2) I_0(r_2 \tau_1) - \frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_1 \\ \mu_1 \end{Bmatrix}}{\tau_1} I_0(r_2 \tau_2) I_1(r_2 \tau_1)}{\frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_2 \\ \mu_2 \end{Bmatrix}}{\tau_2} K_1(r_2 \tau_2) I_0(r_2 \tau_1) + \frac{\begin{Bmatrix} \varepsilon_1 \\ \mu_1 \end{Bmatrix}}{\tau_1} K_0(r_2 \tau_2) I_1(r_2 \tau_1)}; \quad (4.3.20)$$

без стержня

$$C_2^e = -\frac{I_0}{K_0}(r_2\tau_2); \quad (4.3.21)$$

со стержнем

$$C_2^m = \frac{I_1}{K_1}(r_2\tau_2). \quad (4.3.22)$$

Аналогично, выражения для $C_{n-1}^{e,m}$ различны в случаях наличия и отсутствия внешнего металлического экрана и будут следующими:

$$C_2^{e,m} = \frac{\frac{\left\{ \begin{matrix} \varepsilon_{n-1} \\ \mu_{n-1} \end{matrix} \right\}}{\tau_{n-1}} I_1(r_n\tau_{n-1}) K_0(r_n\tau_{n-1}) - \frac{\left\{ \begin{matrix} \varepsilon_n \\ \mu_n \end{matrix} \right\}}{\tau_n} I_0(r_n\tau_{n-1}) K_1(r_n\tau_{n-1})}{\frac{\left\{ \begin{matrix} \varepsilon_{n-1} \\ \mu_{n-1} \end{matrix} \right\}}{\tau_{n-1}} K_1(r_n\tau_{n-1}) K_0(r_n\tau_{n-1}) + \frac{\left\{ \begin{matrix} \varepsilon_n \\ \mu_n \end{matrix} \right\}}{\tau_n} K_0(r_n\tau_{n-1}) K_1(r_n\tau_{n-1})}; \quad (4.3.23)$$

с экраном

$$C_{n-1}^e = -\frac{I_0}{K_1}(r_n\tau_{n-1}); \quad (4.3.24)$$

без экрана

$$C_{n-1}^m = \frac{I_0}{K_1}(r_n\tau_{n-1}). \quad (4.3.25)$$

Дисперсионное уравнение (4.3.14), для решения и анализа которого требуются формулы (4.3.15)–(4.3.25), имеет в общем случае комплексные корни, что соответствует наличию затухания в рассматриваемой электродинамической структуре. Решение дисперсионного уравнения проводится численно с помощью модифицированного метода секущих.

По вычисленному корню $r\tau_1$ находится относительная чувствительность к изменению диэлектрической проницаемости центрального стержня:

$$\eta = (\Delta n/n)/(\Delta\varepsilon_1/\varepsilon_1), \quad (4.3.26)$$

где $n = r\tau_j/Q_c$ — относительное замедление; Δn — изменение замедления при изменении диэлектрической проницаемости; ε_1 — диэлектрическая проницаемость центрального стержня; $\Delta\varepsilon_1$ — изменение диэлектрической проницаемости.

Рассмотренный алгоритм расчета заложен в основу программы компьютерного моделирования HELIX, написанной в среде DELPHI.

На рис. 4.3.6–4.3.9 представлены результаты численных расчетов модели ЧЭ, состоящего из спиральной ЗС, диэлектрического стерж-

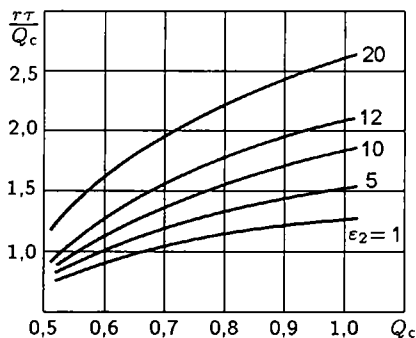


Рис. 4.3.6. Дисперсионные характеристики модели ЧЭ на ЗС ($\epsilon_1 = 10$; $\text{tg } \Phi = 10$; $r_2/r_3 = 0,9$)

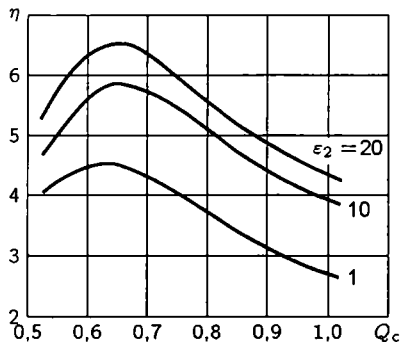


Рис. 4.3.7. Характеристики относительной чувствительности модели ЧЭ на спиральной ЗС при $\epsilon_2 = 1$; 10; 20 ($\epsilon_1 = 10$; $\text{tg } \Phi = 10$; $r_2/r_3 = 0,9$)

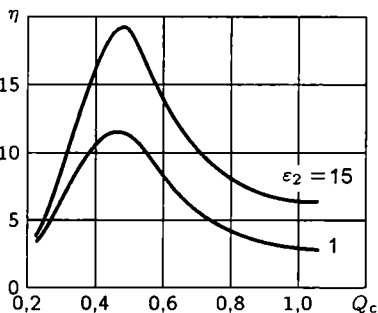


Рис. 4.3.8. Характеристики относительной чувствительности модели ЧЭ на спиральной ЗС при $\epsilon_2 = 1$; 15 ($\epsilon_1 = 20$; $\text{tg } \Phi = 10$; $r_2/r_3 = 0,9$)

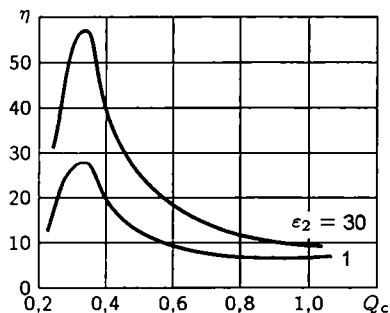


Рис. 4.3.9. Характеристики относительной чувствительности модели ЧЭ на спиральной ЗС при $\epsilon_2 = 1$; 30 ($\epsilon_1 = 40$; $\text{tg } \Phi = 10$; $r_2/r_3 = 0,9$)

ня с радиусом $r_2/r_3 = 0,9$ и диэлектрической втулки между спиралью и стержнем. Проведен анализ изменения замедления и относительной чувствительности к изменению диэлектрической проницаемости при фиксированном угле намотки ($\text{tg } \Phi = 10$) и различных значениях диэлектрической проницаемости втулки ϵ_2 от параметра Q_c спирали. На рис. 4.3.6 представлены результаты моделирования для $\epsilon_1 = 10$ и $\epsilon_2 = 1 \dots 20$. С увеличением ϵ_2 увеличивается замедление, что является типичным для различных ЗС с диэлектрическим заполнением.

На рис. 4.3.7 представлены результаты расчетов чувствительности для того же значения ϵ_1 . С уменьшением параметра Q_c чувствительность сначала растет, что объясняется более равномерным распределением электромагнитного поля по радиусу, а затем падает, когда спираль теряет свойства направляющей системы и поле в основном рас-

пределено в свободном пространстве спирали. Максимум чувствительности достигается при значении $Q_c = 0,65$. На рис. 4.3.8 и 4.3.9 представлены результаты моделирования для других значений диэлектрической проницаемости стержня ϵ_1 . Из полученных зависимостей видно, что с увеличением диэлектрической проницаемости втулки максимум чувствительности смещается в область меньших Q_c , становясь более выраженным. Значение максимальной чувствительности возрастает с 6,5 до 55. Увеличение чувствительности в максимуме за счет введения втулки растёт при увеличении ϵ_1 от 40 % для $\epsilon_1 = 10$ до 96 % при $\epsilon_1 = 40$. При увеличении диэлектрической проницаемости втулки ϵ_2 от единицы до оптимального значения 7...10, максимум чувствительности увеличивается примерно на 40 %.

Проведенный анализ показывает реальную возможность увеличения чувствительности измерения параметров сред с большой диэлектрической проницаемостью как введением многослойной трубы, так и выбором соответствующего значения диэлектрической проницаемости материала трубы. В связи с ограниченным выбором материалов с разными диэлектрическими проницаемостями и малыми диэлектрическими потерями, практический интерес представляет применение двухслойной трубы, в которой толщины слоев оптимизируются исходя из реальных значений диэлектрических проницаемостей.

4.3.3. Контроль влажности материалов

Радиоволновая и микроволновая влагометрия имеет довольно длительную историю и широко применяется для контроля влажности материалов в технологических процессах производства различных отраслей промышленности [59, 173, 237–239]. Радиоволновые (высокочастотные) методы измерения влажности, так называемая диэлькометрия, основаны на изменении действительной части ϵ' комплексной диэлектрической проницаемости материала ϵ при наличии влаги, а микроволновые (сверхвысокочастотные) — на изменении как действительной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости ϵ'' [240, 241].

Несмотря на то что влажность материала определяется простым отношением веса или объема влаги к весу или объему влажного или сухого материала, зависимости ϵ' и ϵ'' от процентного содержания влаги оказываются довольно сложными. Объясняется это не только сложностью электродинамической модели влажного материала, но и зависимостью относительной диэлектрической проницаемости воды от формы ее связи с веществом. Различают химическую связь, при которой вода как бы входит в состав материала, физико-химическую связь, когда молекулы воды растворяются, заполняя пространство между молекулами вещества, и физико-механическую связь, когда вода присутствует в материале в виде мелких капель или образует эмульсию или суспензию.

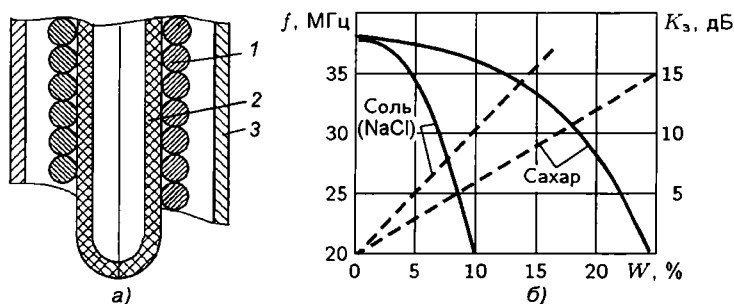


Рис. 4.3.10. Конструкция ЧЭ на цилиндрической спирали (а) и зависимости резонансной частоты f (сплошные линии) и коэффициента затухания K_z (пунктир) от влажности W для сахарного песка и поваренной соли (NaCl) (б)

С увеличением степени связи молекулы воды теряют свою подвижность, что приводит к уменьшению соответствующего значения ϵ' , а также изменению зависимости ϵ'' от частоты. Так, например, связанная химически в масле вода имеет $\epsilon' \approx 2,0 \dots 2,5$, что практически не отличается от диэлектрической проницаемости масла. При влажности, превышающей 0,01 %, вода может растворяться в масле и образовывать эмульсию. Относительная диэлектрическая проницаемость растворенной воды порядка 31. В этом случае среднее значение комплексной диэлектрической проницаемости ϵ определяется суммой произведений относительной диэлектрической проницаемости вещества и воды на их объемные доли. В настоящее время существует целый ряд соотношений, позволяющих рассчитывать эквивалентную диэлектрическую проницаемость различных смесей [242].

Типичным примером ЧЭ для измерения влажности является цилиндрическая спираль 1, намотанная на диэлектрическую трубку 2 (рис. 4.3.10) [240, 241]. Вместе с металлическим экраном 3 цилиндрической формы она образует отрезок коаксиальной линии с замедлением n , близким к отношению длины витка спирали к ее шагу. При заполнении диэлектрической трубки контролируемым веществом замедление несколько возрастает, а при наличии влаги появляется дополнительное замедление и затухание. Благодаря тому, что лишь часть энергии электрического поля находится внутри трубки, чувствительность такого устройства несколько меньше той, которая была бы при полном заполнении спирали измеряемым веществом. При этом чувствительность уменьшается на слишком низких и слишком высоких частотах. В первом случае основная часть энергии волны сосредоточена снаружи между спиралью и экраном, а во втором — в непосредственной близости от витков спирали. Оптимальная по взаимодействию рабочая частота соответствует такому значению замедления, при котором произведение радиуса спирали b на фазовую постоянную β порядка единицы ($b\beta = 1$).

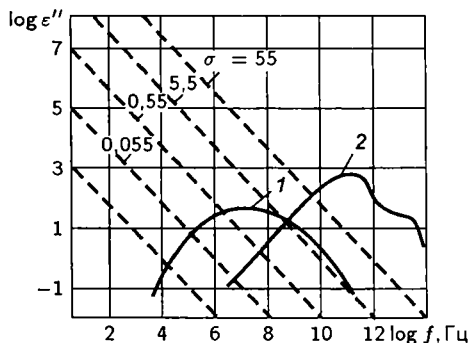


Рис. 4.3.11. Зависимости логарифма мнимой части относительного значения диэлектрической проницаемости ϵ'' воды от логарифма частоты f и проводимости σ ; 1 и 2 — кривые релаксации соответственно связанной и свободной воды

Пользуясь тем, что по определению $n = \beta\lambda/2\pi\sigma$, находим следующее условие оптимального взаимодействия:

$$n \approx \lambda/2\pi b, \quad (4.3.27)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

При влажности материала, не превышающей 1...2 %, контроль по измерению ϵ затрудняется, и на первый план выходит измерение мнимой части ϵ'' комплексной диэлектрической проницаемости, которое можно осуществить по затуханию волны. При заданной длине l мерного участка, величина затухания обратно пропорциональна длине волны. И хотя максимум релаксационных потерь связанной воды приходится на десятки мегагерц [173] (рис. 4.3.11), наличие связанной воды в материале невелико и величина затухания растет с ростом частоты. Потери увеличиваются при наличии солей, вызывающих проводимость (пунктирные прямые на рис. 4.3.11). Определяемая проводимостью σ мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' обратно пропорциональна частоте и, следовательно, коэффициент затухания, определяемый проводимостью, не зависит от частоты. Так как максимальное затухание электромагнитной энергии определяется резонансом молекул, соответствующим для воды частотам порядка 18 ГГц [176], сверхвысокочастотные влагомеры проектировались в сантиметровом или миллиметровом диапазонах волн, что определяло их сложность и высокую стоимость.

Положение существенным образом меняется при введении замедления, т.е. при использовании ЧЭ на ЗС. В этом случае коэффициент затухания поверхностной волны K_3 определяется соотношением

$$K_3 = 27,2(l/\lambda)nK_{вз} \operatorname{tg} \delta, \quad (4.3.28)$$

и для затухания, вызванного наличием проводимости, получим

$$K_3 = 1226 \ln \sigma K_{вз} / \epsilon', \quad (4.3.29)$$

где $K_{вз}$ — коэффициент взаимодействия; l — длина мерного участка;

$\operatorname{tg} \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ — тангенс угла диэлектрических потерь; σ — удельная проводимость, равная $\omega\varepsilon''\varepsilon_0$.

Для ЧЭ на цилиндрической спирали при $b\beta = 1$ имеем:

$$K_3 = 4,34(l/b)K_{B3} \operatorname{tg} \delta; \quad (4.3.30)$$

$$K_3 = 195(l/b)\sigma K_{B3}\lambda/\varepsilon'. \quad (4.3.31)$$

Таким образом, в случае ЧЭ на спиральной ЗС величина удельного затухания либо не зависит прямо от частоты (эта зависимость определяется только зависимостью $\operatorname{tg} \delta$), либо при наличии проводимости оказывается обратно пропорциональна частоте.

Для иллюстрации возможности измерения влажности с помощью ЗС на рис. 4.3.10 приведены полученные с помощью изображенного здесь же спирального ЧЭ, зависимости резонансной частоты f ЧЭ (сплошные кривые) и изменения затухания K_3 (пунктирные прямые) от влажности сахарного песка и поваренной соли (NaCl) в процентах. Полученные данные свидетельствуют о достаточно высокой чувствительности измерений и возможности работы в широком диапазоне значений влажности.

Увеличить затухание волны в ЧЭ и, следовательно, увеличить чувствительность измерений, можно с помощью связанных ЗС, например связанных цилиндрических спиралей (см. рис. 4.3.3). При близких значениях радиусов a и b таких спиралей, когда $(b - a)$ гораздо меньше a , на относительно низких частотах и при противофазном их возбуждении практически вся энергия электрического поля сосредоточена между спиральями. Если контролируемый материал поместить в область между спиральями, то коэффициент взаимодействия не будет зависеть от частоты и примет максимальное значение равно 0,5. Строго говоря, максимальное значение K_{B3} равно единице, однако с диэлектриком взаимодействует только часть волны (волна электрического типа). Это и приводит к снижению величины K_{B3} вдвое [59–121, 122]. Для рассматриваемого случая находим

$$n = 2 \operatorname{tg} \Phi \sqrt{I_1(b\beta)K_1(b\beta)(b-a)/b}, \quad (4.3.32)$$

где I_1 , K_1 — модифицированные функции Бесселя; Φ — угол намотки спиралей по отношению к продольной оси.

Волновое сопротивление в этом случае определяется выражением

$$Z_0 = 120 \operatorname{tg} \Phi \sqrt{I_1(b\beta)K_1(b\beta)(b-a)/b}. \quad (4.3.33)$$

Из полученных выражений (4.3.32) и (4.3.33) видно, что при волновом сопротивлении, равном 60 Ом, замедление n равно $b/(b-a)$ или $4 \operatorname{tg}^2 \Phi I_1(b\beta)K_1(b\beta)$.

С учетом относительной диэлектрической проницаемости вещества, заполняющего область между спиральями, замедление увеличится

в $\sqrt{\epsilon}$ раз и во столько же уменьшится волновое сопротивление. Однако полученное выше условие сохранится неизменным. Таким образом, выбирая зазор между спиралями из условия получения волнового сопротивления равного 60 Ом, т.е. обеспечивая хорошее согласование чувствительного элемента со стандартным СВЧ трактом, получим замедление, равное $b/(b-a)$. Величина затухания при этом определится выражениями:

$$K_3 = 13,6 \frac{lb}{(b-a)\lambda} \operatorname{tg} \delta, \quad (4.3.34)$$

или

$$K_3 = 613 \frac{lb\sigma}{(b-a)\epsilon'}. \quad (4.3.35)$$

Отношение b/λ в рассматриваемой системе не должно превышать 0,1. Сложный характер зависимости тангенса угла диэлектрических потерь или проводимости материала от влагосодержания U (отношение массы влаги к массе абсолютно сухого материала) требует калибровки, позволяющей получить однозначную связь между информативным параметром и влагосодержанием $U(K_3)$ или $U(n)$. В случаях, когда практический интерес представляют достаточно большие значения U , например при контроле содержания воды в спирте, в качестве информативного параметра можно использовать резонансную частоту ЧЭ, уменьшающуюся с увеличением влагосодержания. Если известна функция $\epsilon_3(U)$, определяющая эквивалентную диэлектрическую проницаемость контролируемого материала по величине влагосодержания, то с помощью дисперсионного уравнения ЗС, связывающего коэффициент замедления n с частотой, геометрией системы и диэлектрической проницаемостью ϵ_3 , легко найти аналитическое выражение для информативного параметра. Если в качестве последнего выбрана резонансная частота ЧЭ f_p , то для четвертьволнового резонанса получим

$$f_p = 3 \cdot 10^8 / (4ln(U)), \quad (4.3.36)$$

где l — длина мерного участка ЧЭ.

Для рассмотренного выше ЧЭ на цилиндрических спиралях в представляющем практический интерес случае относительно низких частот, когда входящие в дисперсионное уравнение (4.3.32) функции Бесселя могут быть заменены приближенными выражениями, справедливыми для малых аргументов, находим

$$f_p = \frac{0,75 \cdot 10^8}{l \operatorname{tg} \Phi} \sqrt{\frac{b}{2\epsilon_3(U)(b-a)}}. \quad (4.3.37)$$

Рассмотренные выше ЧЭ на одиночных и связанных цилиндрических спиралях не исчерпывают возможных вариантов конструкций вла-

гомеров на ЗС. Осуществлять контроль влажности тонких материалов, таких как ткань или бумага, можно с помощью связанных меандр-линий или связанных штыревых гребенок, лежащих в одной плоскости [36–39], а также применяя плоские биспиральные ЗС [41–43]. В двух последних случаях электрическое поле волны представлено суммой плюс первой и минус первой пространственных гармоник, благодаря чему поле концентрируется в небольшом слое около ЗС, обеспечивая высокую эффективность взаимодействия с тонким диэлектрическим материалом.

4.4. Особенности практических конструкций элементов и устройств модульных аппаратно-программных технологических комплексов

4.4.1. Анализ схемотехнических решений

Выбор схемы РИП в первую очередь определяется особенностями конкретного технологического процесса. В зависимости от схемного решения изменяется диапазон, точность и чувствительность измерений. Наиболее эффективным информативным параметром в большинстве случаев является изменение замедления или затухания, которые могут быть преобразованы либо в изменение фазы, либо в изменение частоты генератора или собственной резонансной частоты отрезка ЗС. Например, при контроле диаметров металлических деталей необходимо обеспечить узкий рабочий диапазон частот при достаточно высокой чувствительности [202–206]. В такой схеме ЧЭ РИП может быть задействован как резонатор, изменение резонансной частоты которого под действием измеряемого объекта определяет фиксируемую величину.

На рис. 4.4.1,а показана схема РИП, содержащая стабилизированный по частоте f_0 и мощности P_0 генератор ВЧ или СВЧ диапазона 1, ЧЭ в виде резонансного отрезка ЗС 2 и индикатор мощности 3. Величина мощности P , фиксируемой индикатором 3, зависит от резонансной частоты f_p ЧЭ и максимальна при $f_p = f_0$. Изменение размеров или положения контролируемого объекта 4 относительно ЧЭ 2 влияет на резонансную частоту f_p и, следовательно, на величину проходящей через нее мощности P , фиксируемой индикатором. Зависимость проходящей мощности от отношения f_p/f_0 можно найти с помощью матрицы передачи, записанной для отрезка ЗС. Результаты такого расчета приведены на рис. 4.4.1,б в виде зависимостей отношения мощности $P_{пр}$, проходящей через отрезок тракта 2 к входной мощности $P_{вх}$ при трех значениях волнового сопротивления отрезка Z_2 к Z_1 линии передачи. Сплошные кривые получены в предположении отсутствия потерь в отрезке 2, а пунктирные — при затухании волны в отрезке равном 1 дБ при идеальном согласовании отрезка с линией передачи.

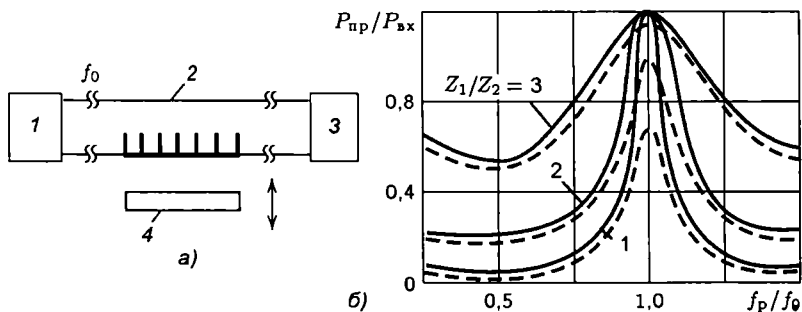


Рис. 4.4.1. Схема (а) и характеристики (б) РИП с ЧЭ на ЗС, включенной на проход

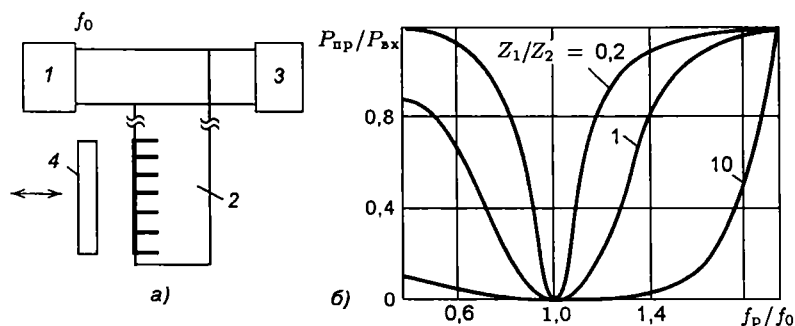


Рис. 4.4.2. Схема (а) и характеристики (б) РИП с ЧЭ на ЗС, включенной как согласующий шлейф

Недостатком описанной схемы является нелинейность преобразования, сильная зависимость наклона передаточной характеристики от соотношения волновых сопротивлений ЧЭ на ЗС и высокочастотного тракта, а также не всегда приемлемый аналоговый сигнал на выходе РИП. Кроме того, она требует высокой степени стабилизации частоты f_0 генератора 1.

На рис. 4.4.2,а приведена схема РИП, отличающаяся от рассмотренной выше только тем, что ЧЭ на ЗС 2 включен как шунтирующий шлейф. При совпадении резонансной частоты f_p с частотой генератора f_0 , входное сопротивление шлейфа близко к нулю, и регистрируемая индикатором 3 мощность минимальна. При изменении частоты f_p , вызванном изменением параметров или положения контролируемого объекта 4, фиксируемая индикатором мощность изменяется, что и является информативным параметром об отклонении контролируемой величины от номинала. Обозначая входное сопротивление линии в месте подсоединения ЗС через Z , а волновое сопротивление линии через Z_1 и

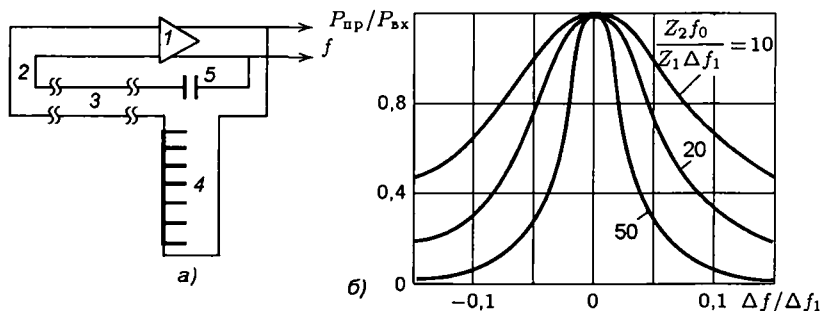


Рис. 4.4.3. Схема (а) и характеристики (б) РИП с ЧЭ на ЗС, включенной в цепь генератора с запаздывающей обратной связью

полагая, что линия согласована с индикатором, находим

$$\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{вх}}} = 1 - \left| \frac{Z_1}{Z_1^2 + 2ZZ_1} \right|^2. \quad (4.4.1)$$

Если волновое сопротивление ЗС Z_2 , и она разомкнута на противоположном месте подсоединения конце, то

$$\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{вх}}} = \left(1 + \frac{Z_1^2}{4Z_2^2} \operatorname{tg}^2 \beta l \right)^{-1}, \quad (4.4.2)$$

где β — фазовая постоянная волны в ЗС; l — длина ЗС. Результаты расчета по формуле (4.4.2) в предположении отсутствия потерь в ЗС и соединительной линии передачи приведены на рис. 4.4.2,б для трех отношений Z_1/Z_2 равных 0,2; 1; 10.

Предложенная схема имеет те же основные недостатки, что и изображенная на рис. 4.4.1, однако вследствие более крутого наклона передаточной характеристики она обеспечивает большую чувствительность при меньшем рабочем диапазоне.

Включение ЧЭ на ЗС в цепь генератора с запаздывающей обратной связью [233] позволяет избавиться от необходимости стабилизации последнего по частоте и мощности. В этом случае информативным параметром становится сама частота генерации, а величина мощности не влияет на результаты измерений. Однако в силу относительно малой «резонансности» передаточной характеристики ЗС рабочий диапазон такого преобразователя избыточно широк. Сузить рабочий диапазон и увеличить чувствительность РИП с ЗС в цепи обратной связи генератора можно, включив ЧЭ в разрыв высокочастотного тракта последовательно с небольшой емкостью C (рис. 4.4.3,а). Предлагаемая схема содержит усилитель 1, высокочастотный тракт обратной связи 2, включающий линию фиксированной задержки 3, ЧЭ в виде отрезка ЗС 4 и сосредоточенную емкость 5.

Частота генерации f определяется условием кратности набега фазы в цепи обратной связи 2π или π (при инверсном включении). Указанный набег фазы обеспечивается линией задержки 3 и дополнительным сдвигом на участке, образованном ЧЭ 4 и емкостью 5. Ширина рабочего диапазона ограничивается резкой зависимостью от частоты проходящей в цепи обратной связи мощности вследствие резонансного характера передаточной характеристики цепи, образованной емкостью 5 и шлейфом 4.

При частоте f , меньшей резонансной частоты f_p замкнутого на противоположном месте подсоединения отрезка ЗС конце, последний выполняет роль индуктивности L . Естественно, что при согласовании конца линии и последовательном резонансе этой индуктивности и емкости C , мощность будет проходить без отражения. Обозначим частоту последовательного резонанса через f_0 . Положим, что $f < f_0 < f_p$ и

$$f_p - f_0 = \Delta f_1; \quad f_0 - f = \Delta f, \quad (4.4.3)$$

причем $\Delta f, \Delta f_1 < f_0$. Это позволяет связать рабочую и резонансные частоты с индуктивностью L , емкостью C и волновым сопротивлением ЗС Z_2 :

$$\frac{1}{f_0} - \frac{1}{f_p} \approx 4CZ_2; \quad (4.4.4)$$

$$L \approx \frac{Z_2}{\pi(\Delta f_1 + \Delta f)}. \quad (4.4.5)$$

Суммируя последовательно соединенные сопротивления отрезка ЗС, емкости и волновое сопротивление линии Z_1 , получим с учетом (4.4.3)–(4.4.5) следующее выражение для отношения проходящей мощности к входной:

$$\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{вх}}} \approx \frac{1}{1 + a}, \quad (4.4.6)$$

где

$$a = \frac{Z_1}{Z_2} \frac{f \Delta f}{(\Delta f + \Delta f_1) \Delta f_1}.$$

Построенные с помощью формулы (4.4.6) амплитудно-частотные характеристики рассматриваемого узла приведены на рис. 4.4.3,б для трех значений $(Z_2 f_0)/(Z_1 \Delta f_1)$ равных 10; 20 и 50. Довольно резкая зависимость проходящей мощности от частоты указывает на то, что при правильном выборе величины задержки в цепи обратной связи, частота генерации f будет близка к частоте последовательного резонанса f_0 , которая, как это следует из соотношения (4.4.4), существенно образом зависит от резонансной частоты отрезка ЗС f_p . Использование последнего в качестве ЧЭ позволяет преобразовать измеряемую величину

непосредственно в частоту генерации с коэффициентом преобразования равным f_0^2/f_p^2 , т.е. близким к единице.

Обеспечивая более высокую чувствительность, чем при включении на проход, схема с последовательно включенной емкостью позволяет использовать отрезок ЗС как двухполюсник, что, с одной стороны, упрощает конструкцию ЧЭ, а с другой — позволяет локализовать мерный участок областью максимального сосредоточения поля. Включая ЧЭ по схеме двухполюсника, получим дополнительное уменьшение размеров и увеличение чувствительности.

Экспериментальные исследования первичных измерительных преобразователей, изготовленных на дискретных элементах, а также интегральных микросхемах серий К100 и К500 [234], показали перспективность использования в качестве ЧЭ двухполюсных структур типа спиральных резонаторов [31–33, 128] и квазирезонаторов [30, 134]. Их применение позволяет существенно уменьшать геометрические размеры ЧЭ РИП и разрабатывать малогабаритные переносные конструкции датчиков для контроля различных физических величин.

4.4.2. Конструктивно-технологические особенности и сопряжение со вторичной аппаратурой

Одной из главных задач при проектировании радиоволновых измерительных устройств является обеспечение их устойчивой работоспособности. В реальных условиях присутствуют внешние факторы, ухудшающие работу РИП. К таким дестабилизирующим факторам в первую очередь следует отнести отклонения напряжения электропитания от номинального значения и изменение температуры окружающей среды. Эти факторы снижают помехозащищенность элементов РИП и могут вызвать частичную или полную потерю его работоспособности.

Экспериментальные исследования, проведенные с РИП, ВЧ-генераторы которых изготовлены на базе интегральных микросхем эмиттерно-связанной логики (ЭСЛ) [234], имеют практически нулевую помехозащищенность, начиная с отклонения напряжения питания на $\pm 7...8\%$ при нормальных температурных условиях. Следует также отметить, что допуск на отклонение напряжения питания должен быть существенно меньше в условиях воздействия других дестабилизирующих факторов, например разности рабочих температур элементов РИП. Поэтому на практике для обеспечения устойчивой работоспособности необходимо выбирать напряжения источников питания с отклонениями не более чем на $\pm 5\%$ от номинального значения (для ЭСЛ $-5,2\text{ В}$).

Выходное напряжение РИП в заметной степени зависит от температуры окружающей среды. Для ВЧ-генераторов на элементах ЭСЛ допустим значительный разброс по температурам (от -10 до $+75\text{ }^\circ\text{C}$ по ТУ).

Однако этот диапазон значительно сужается в связи с дополнительной разностью температур, возникающей от конструктивного расположения и мощности других элементов РИП. Кроме того, при отклонении напряжения питания от номинального значения допустимая разность рабочих температур также существенно снижается. Все это приводит к тому, что даже применяя улучшенные источники питания с отклонениями $\pm 2...3\%$ от номинального значения, необходимо обеспечивать температурный градиент не более $20...30\text{ }^\circ\text{C}$.

Кроме температуры и напряжения питания, на выходной уровень РИП существенное влияние оказывает выбор сопротивления нагрузки. Аналитически зависимость выходного напряжения РИП $U_{\text{вых}}$ от выходного тока $I_{\text{вых}}$ можно представить следующим образом:

$$U_{\text{вых}} = U_{\text{пит}} + I_{\text{вых}} R_{\text{н}}, \quad (4.4.7)$$

где $U_{\text{пит}}$ — напряжение питания; $R_{\text{н}}$ — сопротивление нагрузки. Согласно приведенной формуле, при выходном сопротивлении нагрузки $100\text{ }\Omega$, среднем токе нагрузки 30 mA и напряжении питания $-5,2\text{ V}$ (ЭСЛ), обеспечивается средняя мощность РИП порядка 130 mВт . Однако при выборе сопротивления нагрузки следует учитывать также и место установки нагрузочного резистора, т.е. разводку проводников печатной платы или организацию электро монтажа элементов РИП. Практика показывает, что нагрузочные резисторы номиналом от 51 до $510\text{ }\Omega$ необходимо устанавливать в непосредственной близости от ЭСЛ-микросхем ВЧ-генератора на расстоянии до $5...7\text{ см}$. В противном случае возникают отражения, искажающие форму информативного сигнала РИП.

Для неискаженной передачи информативного сигнала РИП на длинные расстояния, в простейшем случае до вторичного преобразователя, необходимо применять согласованные линии связи [126, 127, 135]. Существуют два метода согласования: последовательный и параллельный. При последовательном согласовании к выходу РИП подключается нагрузочный резистор $R_{\text{н}}$ и согласующий резистор $R_{\text{с}}$, который другим концом подключается ко входу однородной (чаще всего коаксиальной) линии связи с волновым сопротивлением $Z_{\text{в}}$ (рис. 4.4.4,а). Сопротивление нагрузочного резистора выбирается так, чтобы протекающий через него ток был бы не меньше $0,5U_{\text{вых}}/Z_{\text{в}}$. Согласующее сопротивление $R_{\text{с}}$ выбирается таким образом, чтобы в сумме с выходным сопротивлением РИП оно равнялось $Z_{\text{в}}$. В начальный момент времени полная амплитуда выходного сигнала делится пополам между суммарным выходным сопротивлением и волновым сопротивлением линии связи. В линию связи поступает только половина информативного сигнала, который доходит до конца линии. В конце разомкнутой на конце линии связи уменьшенный сигнал удваивается за счет 100% -ного отражения. В результате информативный сигнал становится полным по амплиту-

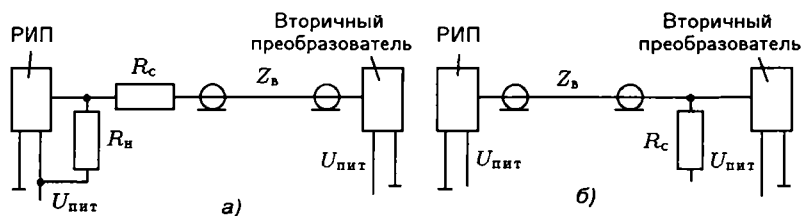


Рис. 4.4.4. Последовательное (а) и параллельное (б) согласование линий связи РИП со вторичным преобразователем

де, а обратная волна тока устанавливает полную амплитуду сигнала по всей длине линии связи.

Отводы от линии связи приводят к искажениям информативного сигнала и снижению помехозащищенности РИП. Если время пробега сигнала по длине линии связи обозначить через t_n , то полная амплитуда сигнала устанавливается в конце линии через время t_n , в середине линии — через $(3/2)t_n$, в начале линии — через $2t_n$. Поэтому последовательное согласование не обеспечивает предельно быстрого распространения информативного сигнала по линии связи. Следует отметить также, что последовательно согласованная линия связи особенно чувствительна к емкостной нагрузке, расположенной в конце линии (например, входной емкости вторичного преобразователя).

При параллельном согласовании выход РИП сразу подключается к линии связи с определенным волновым сопротивлением. Линия связи заканчивается подключением к согласующему резистору R_c с сопротивлением, равным волновому сопротивлению (рис. 4.4.4, б). В этом случае обеспечивается режим бегущей волны, и никаких отражений не возникает. Согласующее сопротивление одновременно является и нагрузочным сопротивлением РИП, если оно подключено к источнику питания. При параллельном согласовании с самого начала линии связи распространяется полная амплитуда сигнала. Поэтому информативный сигнал появляется на выходе линии сразу, в середине линии — через время $(1/2)t_n$, в конце линии — через t_n .

В общем случае параллельно согласованные линии связи обеспечивают более быструю передачу информативного сигнала по сравнению с последовательно согласованными (почти в два раза). Однако при параллельном согласовании расходуются большие мощности и выходной ток. Любые неоднородности в линии связи, а именно, нагрузочные емкости, отводы линий, изменения волнового сопротивления на отдельных участках, несоответствие согласующего сопротивления волновому сопротивлению линии, его разбросы и прочее, приводят к искажениям информативного сигнала и паразитным отражениям. Конкретные значения зависят от соотношения параметров линии связи и величин неоднородностей.

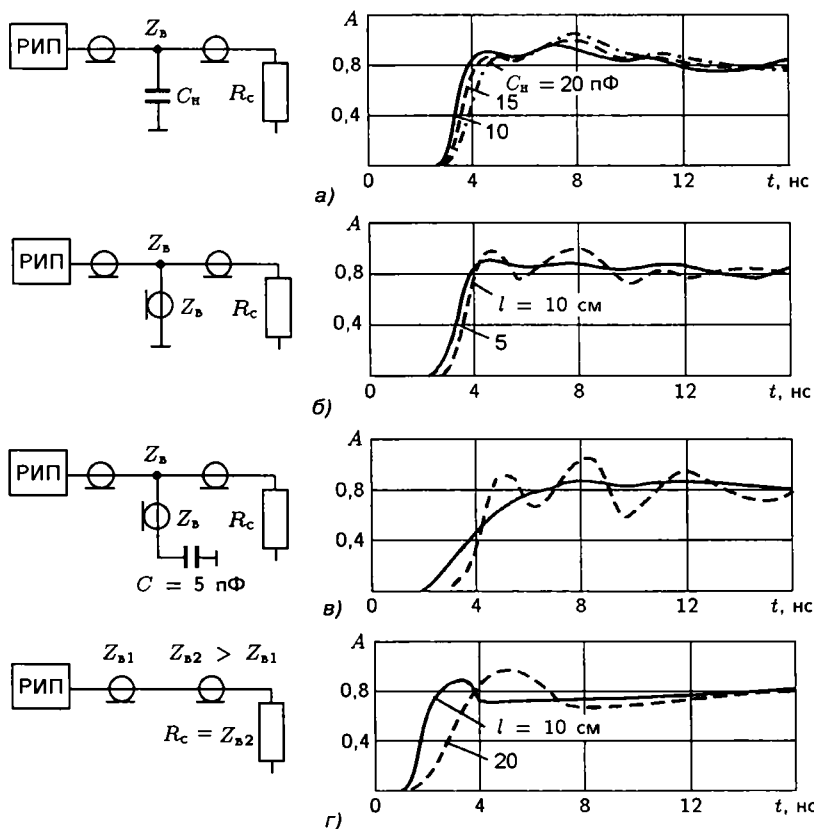


Рис. 4.4.5. Формы выходных сигналов РИП при подключении к линиям связи: а — нагрузочного конденсатора; б — отвода; в — отвода с емкостной нагрузкой; г — отрезка с сопротивлением, отличным от волнового

На практике параллельному согласованию линий связи отдают предпочтение, поскольку оно обеспечивает более высокое быстродействие и проще в организации. Однако для передачи сигналов на большие расстояния (несколько метров) последовательное согласование оказывается более выгодным, так как практически не приводит к потерям амплитуды информативного сигнала и помехозащищенности РИП из-за омического сопротивления линии связи, поскольку в такой линии в установившемся режиме протекает только малый входной ток вторичного преобразователя, принимающего сигнал. В параллельно согласованной линии связи кроме малого входного тока вторичного преобразователя протекает еще и большой ток согласующего сопротивления.

В большинстве случаев практического применения РИП невозможно выдержать однородную линию связи со вторичной аппаратурой (ча-

стотомером, ВЧ адаптером, интерфейсным блоком сопряжения с персональным компьютером и др.) [59, 235]. Возникающие неоднородности искажают информативный сигнал и вызывают отражения.

Проанализируем несколько типичных случаев конфигурации линий сопряжения РИП со вторичным преобразователем. Полученные ниже результаты компьютерного моделирования не претендуют на обобщения, показывая лишь величины неоднородностей, вызывающих недопустимые искажения.

Рассмотрим 50-омную линию связи, имеющую емкостной характер, свойства которой моделируются включением в линию нагрузочного конденсатора C_H . На рис. 4.4.5,а приведены формы сигнала в точке подключения при $C_H = 10, 15$ и 20 пф. При этом фронт сигнала заметно ухудшается и его форма искажается в том числе и за счет отражения от начала линии.

Иногда линия связи со вторичной аппаратурой должна иметь отвод, например, с целью визуального контроля формы информативного сигнала с помощью осциллографа. На рис. 4.4.5,б показаны формы сигнала в линии при длине отвода 5 и 10 см. Видно, что при длине отвода более 10 см искажения сигнала становятся недопустимыми. При подключении в конце отвода емкостной нагрузки уровень помех возрастает еще больше (рис. 4.4.5,в), что также отрицательно влияет на работу РИП.

На практике довольно трудно выдержать одинаковое волновое сопротивление линии связи на всем ее протяжении. В частности, волновое сопротивление коаксиальной линии составляет обычно 50 или 75 Ом, а входное сопротивление вторичного преобразователя может иметь более высокое значение (100 Ом). На рис. 4.4.5,г приведены формы сигналов при длине линии связи 10 и 20 см. Видно, что информативный сигнал имеет допустимые искажения при длине линии связи не превышающей 20 см.

Рассмотренные особенности практического конструирования РИП с ЧЭ на ЗС, а также результаты экспериментальных исследований и компьютерного моделирования линий сопряжения РИП со вторичной аппаратурой могут быть использованы при разработке измерительных преобразователей в различных областях современного производства.

4.4.3. Аппаратно-программный комплекс «АНАЛИЗ» для контроля параметров резистивных покрытий

Примером практической реализации теоретических исследований, рассмотренных в разд. 4.2.4, и конструктивно-технологических особенностей РИП, отмеченных в данной главе, является АПК «АНАЛИЗ», предназначенный для контроля толщины и поверхностной проводимости металлизации на диэлектрической или полупроводниковой подложке [221,

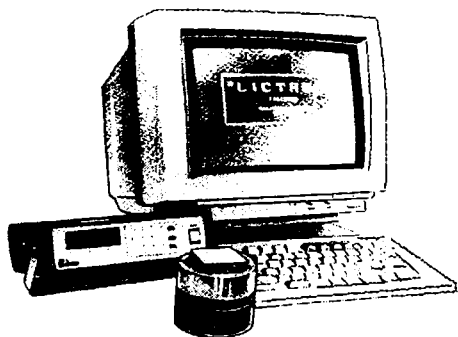


Рис. 4.4.6. Аппаратно-программный комплекс «АНАЛИЗ» для контроля параметров резистивных покрытий, серийно выпускаемый научно-техническим предприятием «ЛИКТАШ»

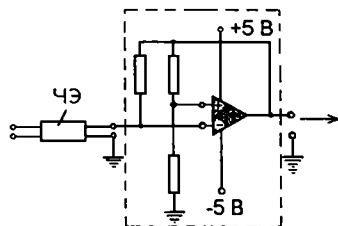


Рис. 4.4.7. Принципиальная схема ВЧ генератора РИП с ЧЭ на ЗС с использованием операционного усилителя

245]. Указанный комплекс позволяет осуществлять контроль как готовых изделий, так и сам процесс напыления резистивного покрытия в вакуумной камере.

АПК «АНАЛИЗ» (рис. 4.4.6) включает: радиоволновый измерительный преобразователь (РИП), цифровой интерфейсный блок сопряжения (ЦИБС) с шиной КОП (IEEE-488) — при длине единичной линии связи до 4 м или, при большей длине линии связи, — с радиальным интерфейсом ИРПС через последовательный асинхронный порт связи RS-232C/ССИТ V24, а также пакет программного обеспечения.

Радиоволновый измерительный преобразователь. В серийно изготавливаемом РИП для измерения толщин и поверхностной проводимости резистивных покрытий предусмотрены три варианта ЧЭ на базе связанных арифметических спиралей с шагом 1 мм и шириной проводников 0,3 мм, изготавливаемых по одной и той же технологии — вакуумное напыление на полированные подложки. ЧЭ отличаются только внешними диаметрами спиралей (22, 30, 37 мм). В качестве материала подложки ЧЭ выбран ситалл марки СТ-3, диэлектрическая проницаемость которого практически не зависит от температуры окружающей среды. Снаружи спирали защищены ситалловыми пластинами толщиной 0,5 мм, ограничивающими минимальный зазор между спиральями и контролируемым материалом.

РИП построен на основе ВЧ генератора с запаздывающей обратной связью и частотозадающим ЧЭ по принципиальной схеме, показанной на рис. 4.4.7.

Работает рассматриваемый РИП следующим образом. Охваченный обратной связью операционный усилитель возбуждается на одной из частот, удовлетворяющих условию баланса фаз. Изменение задержки фазы, вызванное изменением толщины контролируемого покрытия,

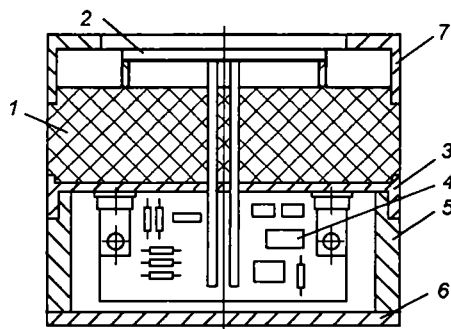


Рис. 4.4.8. Конструкция измерительной головки РИП: 1 — корпус; 2 — ЧЭ на ЗС; 3 — основание; 4 — печатная плата ВЧ генератора; 5 — кожух; 6 — заглушка; 7 — крышка

приводит к изменению информативного сигнала, т.е. частоты генерации. При этом наличие режекторного фильтра на входе операционного усилителя обеспечивает стабильную работу в выбранном диапазоне частот без перескока на другие режимы генерации. По измеренной частоте генерации с помощью «защитых» в ППЗУ ЦИБС калибровочных характеристик или с помощью соответствующего программного обеспечения определяется толщина контролируемого покрытия или соответствующие этой толщине значения поверхностной проводимости.

Выполнен РИП в виде отдельного блока (головки), подсоединяемого с помощью ВЧ кабеля и кабеля постоянного тока к ЦИБС, включающему кроме преобразователя частоты и блок питания.

Конструкция измерительной головки РИП поясняется чертежом на рис. 4.4.8. Здесь 1 — корпус, выполненный из тефлона или оргстекла, на верхней кольцевой кромке которого установлен сборный узел 2 ЧЭ, основная часть которого представляет собой ситалловую пластину с двумя плоскими арифметическими спиралями, напыленными с противоположными направлениями намотки на противоположные стороны пластины. Снизу корпус 1 крепится к основанию 3, выполненному из дюралюминия; с другой стороны к основанию крепится плата 4 с размещенными на ней элементами генератора. Кожух 5, выполненный также из дюралюминия, крепится к основанию и служит экраном для электрической схемы, размещенной на плате 4. Снизу кожух закрыт заглушкой 6. Верхняя плоскость ЧЭ служит опорой защитной крышке 7, выполненной из оргстекла или тефлона. На боковой поверхности кожуха установлены ответная часть ВЧ разъема и вход кабеля питания.

Размеры РИП: диаметр — 85 мм, высота — 85 мм. Вес — 0,6 кг.

Максимальная потребляемая мощность — 0,5 Вт.

Допустимая нестабильность питания — $\pm 2\%$.

Таблица 4.1

| Внешний диаметр спиралей, мм | Диапазон поверхностного сопротивления, Ом/□ | Диапазон толщин по алюминию Al, мкм | Рабочая частота, МГц |
|------------------------------|---|-------------------------------------|----------------------|
| 37 | 10...0,015 | 0,01...2 | 4,5 |
| 30 | 80...0,03 | 0,02...1,1 | 3,3 |
| 22 | 40...0,05 | 0,005...0,8 | 6,0 |

Диапазоны измерений при относительной погрешности не более 1 % приведены в табл. 4.1.

Цифровой интерфейсный блок сопряжения (вторичный измерительный преобразователь) предназначен для измерения частоты переменного напряжения с выхода рассмотренного выше РИП и преобразования частоты в код, позволяющий осуществлять обработку результатов измерений на персональном компьютере. ЦИБС содержит также источник стабилизированного напряжения и цифровой индикатор.

Диапазон абсолютных значений измеряемой частоты — 1...50 МГц, разностных значений измеряемой частоты — 1...15 МГц. При этом амплитуда измеряемого сигнала может лежать в пределах от 0,2 до 2 В. Допускается синусоидальная или прямоугольная форма сигнала. Время измерения — 1 мс.

В основе работы созданного ЦИБС лежит метод подсчета числа импульсов, поступающих на вход за выбранный интервал времени длительностью $1 \pm 0,001$ мс.

ЦИБС выполнен в виде отдельного модуля в пластмассовом корпусе, на передней панели которого расположены: кнопка включения модуля в сеть, кнопки управления его работой, три светодиода (по числу кнопок управления) и четырехразрядный десятичный семисегментный индикатор. На задней панели находятся: D-образный разъем для сопряжения блока с радиальным интерфейсом ИРПС через порт RS-232C/ССИТТ V24 (или, в другом варианте модуля — с шиной КОП (IEEE-488)); разъем для подключения низкочастотного питания РИП и высокочастотный разъем для подключения коаксиального кабеля; соединяющего выход РИП со входом модуля; разъем для подключения сетевого кабеля и держатель предохранителя.

Принцип действия модуля поясняется функциональной схемой, изображенной на рис. 4.4.9. Здесь 1 — кварцевый генератор импульсов с частотой 2,048 МГц; 2 — электронный ключ; 3 — делитель частоты импульсов; 4 — дешифратор; 5 — блок динамической индикации; 6 — делитель входных импульсов, приходящих с выхода РИП, на четыре; 7 — устройство управления счетом; 8 — реверсивный счетчик импульсов; 9 — ППЗУ, в котором хранится градуировочная характеристика РИП; 10 — устройство управления работой модуля; 11 — блок питания модуля и РИП; 12 — устройство цифровой индикации значений параметров измеряемого покрытия.

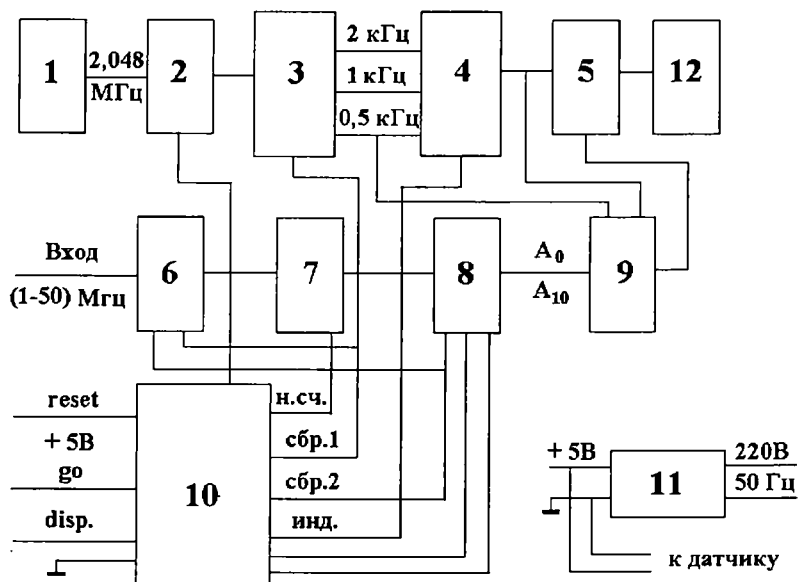


Рис. 4.4.9. Функциональная схема цифрового интерфейсного блока сопряжения

При включении питания устройство управления 10 вырабатывает два сигнала сброса: «сбр. 1» и «сбр. 2». При этом происходит переход схемы в начальное состояние и загорается светодиод над кнопкой «DISPLAY» на передней панели модуля. По окончании этапа сброса этот светодиод гаснет и загорается второй светодиод над кнопкой «GO», что означает разрешение на проведение измерений. При нажатии кнопки «GO» происходит измерение первой частоты, после чего второй диод гаснет и загорается первый светодиод.

Устройство управления 10 обнуляет делители 3 и 6, реверсивный счетчик 8 и запрещает работу дешифратора 4. После завершения обнуления реверсивного счетчика 8 устройство управления разрешает ему суммирование чисел, приходящих на вход модуля импульсов в течение образцового времени в 1 мс.

При нажатии на кнопку «DISPLAY» происходит измерение второй частоты, гаснет первый и загорается второй светодиод. Устройство управления 10 обнуляет делители 3 и 6 сигналом «сбр. 1» и после окончания обнуления разрешает реверсивному счетчику 8 вычитание числа импульсов, приходящих на вход модуля за второй образцовый временной интервал в 1 мс.

После окончания второго интервала устройство 10 разрешает работу дешифратора 4, благодаря чему устройство динамической индикации 5 отображает на семисегментных индикаторах 12 число, выбран-

ное из ПЗУ 9 в соответствии с адресом, хранящимся в реверсивном счетчике 8.

Третий светодиод, над кнопкой «RESET», загорается в одном из двух случаев: при суммировании импульсов в счетчике 8, если входная частота больше предельно допустимой, и при вычитании импульсов в счетчике 8, если результат вычитания получился отрицательным (вторая измеряемая частота оказалась больше первой).

После нажатия кнопки «RESET» третий светодиод гаснет, и загорается второй светодиод, что означает переход модуля в рабочее состояние.

Габаритные размеры и масса модуля: длина — 205 мм, ширина — 205 мм, высота — 60 мм, вес — 1 кг.

Максимальная электрическая мощность, потребляемая модулем, не превышает 6 Вт. Допустимое отклонение напряжения питания сети $\pm 10\%$.

Пакет программного обеспечения. Программное обеспечение АПК «АНАЛИЗ» реализовано на языке программирования высокого уровня C++ и предназначено для обслуживания процессов измерения толщины, поверхностных сопротивлений и проводимости тонких проводящих пленок или покрытий на диэлектрической или полупроводниковой подложке. Результаты измерений могут быть представлены как в виде цифрового файла, так и виде графиков. Градуировочные характеристики могут вводиться в память компьютера как вручную, так и автоматически с ЦИБС, связанного с IBM PC/AT через порт RS-232C/CCITT V24. Программный комплекс строит графики всех вышеуказанных величин в виде зависимостей от частоты и от времени. Это позволяет, в частности, получать графики протекания технологических процессов напыления в вакуумной камере. Программный комплекс имеет встроенный Help для обучения пользователей и включает базовые калибровочные характеристики для Al, Ag, Au. При этом обеспечивается работа как с отдельными образцами резистивных пленок и покрытий указанных материалов, так и с серией образцов, калибровочные характеристики которых ранее не определены, но могут быть построены в процессе исследований и занесены в базу данных комплекса.

Метрологическая аттестация АПК «АНАЛИЗ» осуществлена Государственным испытательным метрологическим центром НИИ Измерительной техники (г. Королев, Моск. обл.). Серийное производство освоено научно-техническим предприятием «ЛИКТАШ» (Москва).

Заключение

1. На основе анализа конструктивно-технологических особенностей и методов расчета электродинамических ЗС, применяемых в радиоволновом диапазоне, установлено, что для практических конструкций ЗС применение строгих электродинамических методов затруднено из-за сложности формулировки граничных задач, малости сдвига фаз на период структуры, необходимости учета конечных размеров и толщины проводников. Проведенные исследования распределения электромагнитного поля и энергии в малогабаритных резонансных ЗС с большим коэффициентом замедления (десятки–сотни), показали возможность обоснованной замены конкретной ЗС эквивалентной длинной линией с определением ее погонных параметров в соответствии с реальной конфигурацией проводников при импедансных граничных условиях (приближение относительно низких частот) и учетом свойств окружающих сред — обосновать и предложить приближенно-аналитические методы, позволяющие просто и быстро осуществлять анализ радиоволновых элементов технологических приборов и устройств.

2. Анализ взаимодействия электромагнитных волн ЗС с диэлектрическими и полупроводящими средами позволил установить, что используемый для оценки эффективности взаимодействия этих волн со средой коэффициент затухания применим только при сильных возмущениях в направлении, перпендикулярном распространению волн электромагнитного поля и должен быть определен из решения дисперсионного уравнения конкретной ЗС. Для оценки эффективности взаимодействия волны со средой при любых возмущениях поля без полного решения задачи о распространении волны в конкретной структуре по аналогии с описанием взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем, с помощью сопряженной леммы Лоренца, введен коэффициент взаимодействия, характеризующий отношение потока энергии электрического поля в системе к полному потоку мощности электромагнитной волны. Разработаны упрощенные методы определения этого безразмерного параметра.

3. В результате исследований распределения электромагнитного поля и энергии синфазного и противофазного видов колебаний в связанных резонансных ЗС с большим коэффициентом замедления (десятки–сотни) и высокой добротностью (сотни–тысячи) установлено, что в таких системах возможно «преимущественное» разделение и (или) сосредоточение электрического и (или) магнитного полей замедленной волны в заданной области при близком к равномерному распределе-

нию выбранного поля по поперечному сечению для различных электродинамических систем (волноводов со слоистым заполнением, спиральных резонаторов, резонаторов с квазисосредоточенными параметрами, связанных коаксиальных линий задержки, широкополосных излучателей и антенн). Использование указанных свойств позволило предложить и разработать высокоэффективные малогабаритные (по сравнению с рабочей длиной волны) радиоволновые элементы технологических приборов и устройств для электромагнитного нагрева и контроля параметров технологических процессов.

4. Анализ процессов электромагнитной термообработки материалов и изделий в ВЧ и СВЧ диапазонах, конструктивных особенностей резонаторных и волноводных нагревательных камер подтвердил их преимущества (высокий КПД, экологическая чистота, высокая скорость нагрева и качество обработки и др.) с естественными для этих камер недостатками (неравномерным нагревом за счет многовидового режима колебаний на 915 или 2450 МГц, экранированием электромагнитного поля нагревателя обрабатываемой средой с высоким значением диэлектрической проницаемости (80...120) и трудностями обработки крупногабаритных объектов). Установлено, что для уменьшения экранирующего действия технологической среды и обеспечения равномерного выделения энергии в объеме нагревательной камеры и по толщине обрабатываемого материала при одновременном согласовании с обрабатываемой средой, необходимо переходить на более низкие рабочие частоты (13,56...433,92 МГц), обеспечивать большие коэффициенты замедления (десятки–сотни) и располагать между поверхностью ЗС и нагреваемым материалом «согласующую среду» с диэлектрической проницаемостью, определяемой выведенными соотношениями. На основе полученных результатов предложен способ термообработки плоских диэлектрических пластин и разработано малогабаритное устройство для термообработки жидких сред на базе цилиндрической спирали со ступенчатым металлическим экраном, обеспечивающим согласование генератора ВЧ-диапазона (27,16 МГц) с нагреваемой средой.

5. Анализ радиоволновых измерительных преобразователей с чувствительными элементами на ЗС, их электродинамических и информативных параметров подтвердил, что по сравнению с традиционными индуктивными и емкостными преобразователями чувствительные элементы на ЗС имеют существенные преимущества: почти равномерное распределение электромагнитного поля вблизи поверхности, отсутствие полей рассеяния, паразитных реактивностей, более высокие рабочие частоты (десятки–сотни мегагерц) при малых габаритах (единицы см) и др. Установлено, что с помощью известных и предложенных чувствительных элементов на ЗС возможно осуществление радиоволновых измерений и контроля физических величин и параметров технологических процессов с высокой чувствительностью и точностью. При

этом выбор информативных параметров следует проводить с учетом особенностей конкретного технологического процесса на основе соответствующих изменений формы и (или) размеров чувствительных элементов, параметров и свойств простейших окружающих сред (линейных, изотропных, кусочно-однородных и др.) с ограниченным объемом, расстояния до металлических поверхностей, приводящие к изменениям коэффициентов замедления и (или) затухания структуры. Исходя из этих условий, для диэлектрических материалов и полупроводящих сред с удельной проводимостью до 10^{-3} См необходимо обеспечивать взаимодействие объекта с волной преимущественно E -типа, а для полупроводящих сред с удельной проводимостью свыше 10^{-3} См и металлических изделий — с волнами E - и H -типов. На основе указанных выше результатов предложены и разработаны высокоэффективные чувствительные элементы технологических приборов и устройств на электродинамических резонансных связанных ЗС с большим коэффициентом замедления (десятки-сотни), отличающиеся малыми габаритными размерами по сравнению с рабочей длиной волны и равномерным распределением электромагнитного поля вблизи поверхности для контроля и измерения зазоров, перемещений объектов, диаметров металлических и диэлектрических деталей, толщины и поверхностной проводимости резистивных слоев, пленок и покрытий, проводимости и влажности жидких и сыпучих технологических сред.

Итак, в результате системного исследования закономерностей распределения электромагнитных полей в электродинамических ЗС радиоволнового диапазона, отличающихся большим коэффициентом замедления и высокой добротностью, на основе предложенных приближенно-аналитических методов показана:

возможность создания электродинамических систем с преимущественным сосредоточением электрического и (или) магнитного полей или их разделением в заданной области и при заданном или близком к равномерному распределению для выбранного поля;

возможность определения эффективности взаимодействия поля электромагнитных волн с диэлектрическими или полупроводящими средами при любых возмущениях структуры поля без решения задачи о распространении волны в конкретной электродинамической системе;

возможность реализации для выбранных типов электродинамических систем требуемых коэффициентов замедления и собственных добротностей при условии эффективного взаимодействия полей со средами в длинноволновой части радиоволнового диапазона;

возможность обеспечения согласования условий распространения волн в электродинамических системах с условиями распространения в средах при интенсивном взаимодействии поля с заданной средой;

возможность обеспечения необходимых для радиоволнового диа-

пазона чувствительности и точности измерений параметров сред вблизи электродинамических систем.

Практическое использование полученных результатов позволило предложить и разработать новые высокоэффективные радиоволновые элементы технологических приборов и устройств, имеющие (при малых габаритах и массе) заданное или близкое к равномерному распределение энергии электромагнитного поля в контролируемой или обрабатываемой среде. Реализация полученных результатов и использование предложенных технических решений может способствовать интенсификации процессов электромагнитной термообработки изделий, повышению чувствительности и точности измерений электрофизических параметров сред, эффективному контролю динамики технологических процессов.

Литература

1. **Физическая** энциклопедия. Т. 1–5 / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Большая Российская энциклопедия, 1990–1995.
2. **Электроника** (энциклопедический словарь). М.: Сов. энциклопедия, 1991.
3. **Александрова А.Т.** Оборудование электровакуумного производства. М.: Энергия, 1974.
4. **Александрова А.Т., Полотай Г.А.** Заготовка деталей электровакуумного производства. М.: Высшая школа, 1986.
5. **Волчкович Л.И.** Автоматизация производства электронной техники. М.: Высшая школа, 1988.
6. **Дмитриев Г.В., Кузнец М.И.** Электрооборудование электровакуумного производства. М.: Энергия, 1977.
7. **Ермаков Е.С.** Робототехнологические комплексы электронной техники. М.: Высшая школа, 1983.
8. **Приборно-модульные** универсальные автоматизированные измерительные системы: Справочник / Под ред. В.А. Кузнецова. М.: Радио и связь, 1993.
9. **Капиев Р.Э.** Измерительно-вычислительные комплексы. Л.: Энергоатомиздат, 1988.
10. **Долгов В.А., Касаткин А.С., Сретенский В.Н.** Радиоэлектронные автоматические системы контроля. М.: Сов. радио, 1978.
11. **Автоматизация** измерений и контроля электрических и неэлектрических величин / Под ред. А.А. Сазонова. М.: Изд.-во стандартов, 1987.
12. **Горошков Б.И.** Элементы радиоэлектронных устройств. Справочник. М.: Радио и связь, 1988.
13. **Семенов А.А.** Теория электромагнитных волн. М.: Изд.-во МГУ, 1968.
14. **Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В.** Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971.
15. **Вайнштейн Л.А.** Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
16. **Смайт В.** Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ, 1954.
17. **Зоммерфельд А.** Электродинамика: М.: ИЛ, 1958.
18. **Каценеленбаум Б.З.** Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.
19. **Нефедов Е.И., Сивов А.Н.** Электродинамика периодических структур. М.: Наука, 1977.
20. **Никольский В.В.** Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978.
21. **Федоров Н.Н.** Основы электродинамики. М.: Высшая школа, 1980.
22. **Курушин Е.П., Нефедов Е.И.** Электродинамика анизотропных волноведущих структур. М.: Наука, 1983.
23. **Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П.** Электродинамика. М.: Высшая школа, 1990.
24. **Баскаков С.И.** Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Высшая школа, 1992.

25. **Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С.** Лампы малой мощности с обратной волной. М.: Сов. радио, 1963.
26. **Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н.** Теория и расчет усиления лампы с бегущей волной. М.: Сов. радио, 1964.
27. **Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М.** Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1971.
28. **Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.** Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
29. **Электронные приборы СВЧ** / В.М. Березин, В.С. Буряк, Э.М. Гутцайт, В.П. Марин. М.: Высшая школа, 1985.
30. **Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И.** Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: Изд.-во МГУ, 1993.
31. **Михалевский В.С.** Элементы теории сверхвысокочастотных замедляющих систем. Ростов-на-Дону: РГУ, 1964.
32. **Тараненко З.И., Трохименко Я.К.** Замедляющие системы. Киев: Техника, 1965.
33. **Силин Р.А., Сазонов В.П.** Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966.
34. **Замедляющие системы.** Обзоры по электронной технике / Под ред. Р.А. Силина. Вып. 1 (53). Ч. I и II. М.: ЦНИИ «Электроника», 1972.
35. **Григорьев А.Д., Янкевич В.Б.** Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. Численные методы расчета и проектирования. М.: Радио и связь, 1984.
36. **Елизаров А.А.** Технологические процессы и устройства на замедленных электромагнитных волнах: современное состояние и тенденции развития // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1998. Т. 1, № 1. С. 41–49.
37. **Пчельников Ю.Н.** Нетрадиционное применение замедляющих систем // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29, № 10. С. 79–83.
38. **Пчельников Ю.Н.** Использование замедляющих систем в устройствах для народного хозяйства // Электронная техника. Сер. 1 «СВЧ-техника». 1992. № 6 (450). С. 42–47.
39. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Конверсионные технологии и устройства на замедляющих системах // Тезисы докладов XLIX Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 4–6 мая 1995. Ч. II. С. 151–152.
40. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Квазирезонаторы на замедляющих системах // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1991. Т. 34, № 10. С. 70–74.
41. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А., Миловская Л.А.** Параметры радиальных резонаторов на связанных спиралях // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1992. № 8 (452). С. 26–32.
42. **Патент РФ № 2054761, МПК Н 01 Р 7/08.** Спиральный резонатор // Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Оpubл. в БИ № 5, 1996.
43. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Параметры резонатора на основе радиальной спирали Архимеда // Радиотехника. 1997. № 1. С. 93–94.
44. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Малогабаритные линии задержки на замедляющих системах // Радиотехника. 1997. № 3. С. 7–10.
45. **Гвоздев В.И., Нефедов Е.И.** Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1985.
46. **Гвоздев В.И., Нефедов Е.И.** Объемные интегральные схемы СВЧ — элементная база аналоговой и цифровой электроники. М.: Наука, 1987.

47. Яшин А.А., Кандлин В.В., Плотникова Л.И. Проектирование многофункциональных объемных интегральных модулей СВЧ и КВЧ диапазонов / Под ред. Е.И. Нефедова. М.: НТЦ «Информтехника», 1992.
48. Гвоздев В.И., Кузаев Г.А., Нефедов Е.И., Яшин В.А. Физические основы моделирования объемных интегральных схем СВЧ и КВЧ // Успехи физических наук. 1992. Т. 162. № 3. С. 127–160.
49. Схемотехнические и конструкторско-технологические аспекты создания ОИС СВЧ / Д.В. Быков, Е.М. Воробьевский, В.И. Гвоздев и др. // Зарубежная радиоэлектроника. 1992. № 11. С. 49–65.
50. Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Разработка базовых элементов пассивных устройств твердотельной электроники // Тезисы докладов 3-й научно-технической конференции МГИЭМ. М.: МГИЭМ, 1995. С. 303–306.
51. Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н. Электроды для УВЧ-физиотерапии // Труды Всесоюзной школы-семинара «Физика и применение микроволн». МГУ, 22–27 мая 1991. Ч. 1. С. 196–200.
52. Елизаров А.А. Гипотеза о замедленном характере волн физических полей биологических объектов // Научно-информационный вестник ИТАР ТАСС и АЭН. 1994. № 4–94 (26). С. 27–30.
53. Елизаров А.А. Инструментальные методы исследования физических полей биологических объектов // Измерительная техника. 1997. № 7. С. 62–67.
54. Pchelnikov Yu.N., Yelizarov A.A. Slow-wave systems' application for industrial and domestic heating // Proceedings 29th Microwave Power Symposium. Chicago, IL, USA, July 25–27, 1994. P. 72–73.
55. Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В. Оптимизация параметров нагревателей на замедляющих системах // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1994. Т. 37, № 7. С. 46–53.
56. Патент РФ № 2061203, МПК F 27 D 11/12, F 26 B 23/08. Устройство для термообработки плоских диэлектрических материалов // Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Оpubл. в БИ № 15, 1996.
57. Патент РФ № 2074530, МПК H 05 B 6/64. Микроволновый нагреватель жидких сред // Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Оpubл. в БИ № 6, 1997.
58. Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Расчет меандр-линии с проводниками круглого сечения // Радиотехника и электроника. 1998. Т.43. № 3. С. 380–383.
59. Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Перспективы применения электромагнитного нагрева для обработки сельхозсырья и пищевых продуктов // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1993. № 5–6 (459–460). С. 47–52.
60. Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В. Первичные измерительные преобразователи на замедляющих системах // Измерительная техника. 1994. № 5. С. 22–24.
61. Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. Радиоволновые методы измерений с использованием замедляющих систем // Метрология. 1994. № 8. С. 20–28.
62. А.С. № 1104442 СССР, МКИ G 01 R 27/04. СВЧ-датчик для измерения погонного сопротивления высокоомного микропровода // Ю.А. Косякин, Ю.Н. Пчельников, Л.М. Сулов. Оpubл. в БИ № 27, 1984.
63. А.С. № 1626082 СССР, МКИ G 01 B 7/14. Устройство для измерения расстояния до металлической поверхности // Ю.Н. Пчельников, Р.М. Дымшиц, Г.М. Федичкин, А.В. Фадеев. Оpubл. в БИ № 5, 1991.
64. Pchelnikov Yu.N., Yelizarov A.A. Nondestructive testing of semiconductors and thin coatings // Proceedings SPIE Microelectronic Manufacturing Symposium.

Vol. II «Process, Equipment and Materials Control in Integrated Circuit Manufacturing». Austin, TX, USA, October 16–17, 1996. № 2876–18.

65. Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В. Измерительный комплекс для технологического контроля параметров тонких проводящих пленок, слоев и покрытий // Тезисы докладов XLVIII Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 18–19 мая 1993. С. 30–31.

66. Пчельников Ю.Н., Уваров И.А., Рябцев С.И. Прибор для измерения сплошности потока жидкости // Измерительная техника. 1979. № 5. С. 40–41.

67. Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В. Применение замедляющих систем для экологического контроля промышленных стоков // Измерительная техника. 1994. № 6. С. 57–60.

68. Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н. Анализ радиоволновых измерительных преобразователей на замедляющих системах // Измерительная техника. 1995. № 9. С. 57–60.

69. Елизаров А.А. Особенности конструирования радиоволновых измерительных преобразователей на замедляющих системах и их сопряжения со второй аппаратурой // Измерительная техника. 1996. № 2. С. 50–52.

70. Найденко В.И., Дубровка Ф.Ф. Аксиально-симметричные периодические структуры и резонаторы. Киев: Вища школа, 1985.

71. Неганов В.А., Нефедов Е.Н., Яровой Г.П. Современные методы проектирования линий передачи и резонаторов сверх- и крайневых частот. М.: Педагогика-Пресс, 1998.

72. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966.

73. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана–Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Харьков: Изд.-во ХГУ, 1971.

74. Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд.-во ХГУ, 1973.

75. Неганов В.А. Электродинамическая теория полосово-щелевых структур СВЧ. Самара: Изд.-во СГУ, Самарский филиал, 1991.

76. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука, 1965.

77. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырный П.И. Вычислительные методы высшей математики: в 2-х тт. Минск: Высшая школа, 1975.

78. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.

79. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли. М.: Мир, 1974.

80. Краснушкин П.Е., Ломнев С. П., Трагов А.Г. Метод точного расчета ячеистого волновода // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159, № 3. С. 528.

81. Кисунько Г.В. Вариационные принципы для краевых (дифракционных) задач электродинамики // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66, № 5. С. 863.

82. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967.

83. Пчельников Ю.Н., Зыкова Е.В., Иванова Н.Е. О методике определения параметров эквивалентных схем // Радиотехника и электроника, 1980. Т. 25, № 6. С. 1231–1237.

84. Мухин С.В., Солнцев В.А., Ломакин О.Е., Глушков А.Р. Разветвленные схемы из четырехполюсников — модели замедляющих систем // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Кн. 1. Саратов: Изд.-во СГУ, 1989.

85. **Пчельников Ю.Н.** Эквивалентные параметры спиральной замедляющей системы // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 10. С. 2042–2045.
86. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Правила замены замедляющих систем эквивалентными длинными линиями // Тезисы докладов XLVIII Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 18–19 мая 1993. С. 101–102.
87. **Пчельников Ю.Н.** О замене замедляющих систем трехпроводной эквивалентной линией // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 5. С. 728–734.
88. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Расчет волнового сопротивления замедляющих систем на относительно низких частотах // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 5. С. 745–748.
89. **Елизаров А.А.** Особенности расчета электродинамических систем приближенно-аналитическими методами // Материалы международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-98)». Саратов, 7–9 сентября 1998. Ч. 2. С. 86–90.
90. **Пчельников Ю.Н.** Излучение замедленной электромагнитной волны в магнитодиэлектрике // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, № 4. С. 532–538.
91. **Гринберг Г.А.** Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948.
92. **Аполлонский С.М., Ерофеев В.Т.** Электромагнитные поля в экранирующих оболочках. Минск: Изд.-во БГУ, 1988.
93. **Колпаков В.В.** Приближенные граничные условия для проводящей пластины // Труды Сибирского физ.-техн. института. 1960. Вып. 3. С. 18–22.
94. **Дмитриев В.И.** О приближенных граничных условиях на тонком неоднородном слое // Известия АН СССР. Сер. «Физика Земли». 1969. № 12. С. 44–52.
95. **Конторович М.И., Астрахан М.И., Акимов В.П., Ферсман Г.А.** Электродинамика сетчатых структур. М.: Радио и связь, 1987.
96. **Ерофеев В.Т.** Математическое моделирование граничных условий электродинамики тонких неоднородных оболочек // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 5. С. 530–534.
97. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Магнитодиэлектрическая пластина в поле замедленной волны // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1994. Т. 37, № 10. С. 66–73.
98. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Применение поверхностных проницаемостей при анализе электродинамических систем // Труды V Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». Красновидово, 22–27 мая 1995. С. 61–64.
99. **Елизаров А.А.** Применение эквивалентных граничных условий для анализа магнитодиэлектрических пленок // Тезисы докладов Международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-96». Саратов, 10–12 сентября 1996. Ч. 1. С. 166–167.
100. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Исследование дисперсионных характеристик спиральных замедляющих систем в экранах с изотропной и анизотропной проводимостью. М.: Изд.-во МГИЭМ, 1994.
101. **Овчинников А.В.** Исследование и разработка СВЧ-метода контроля электромагнитных параметров радиопоглощающих материалов. Дис. канд. техн. наук. М.: МИЭМ, 1984.
102. **Лебедев И.В.** Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970.
103. **Милованов О.С., Собенин Н.П.** Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1980.

104. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990.
105. Нейман М.С. Обобщение теории цепей на волновые системы. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1955.
106. Пчельников Ю.Н. О соотношении между волновым сопротивлением и сопротивлением связи замедляющих систем // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 10. С. 1981–1985.
107. Пчельников Ю.Н. Однозначное определение волнового сопротивления волноводов круглого и прямоугольного поперечного сечения // Сб. науч. трудов. № 123. М.: Изд.-во МЭИ, 1987. С. 49–55.
108. Иванова Н.Е., Лошаков Л.Н., Зыкова Е.В. Расчет эквивалентного волнового сопротивления экранированной спиральной линии различными способами // Сб. науч. трудов № 123. М.: Изд.-во МЭИ, 1987. С. 55–61.
109. Грей Э., Мэтьюз Г.Б. Функции Бесселя и их приложения к физике и механике. М.: ИЛ, 1953.
110. Советов Н.М., Авербух М.Э. Разностные Бесселевы функции и их применение в технике. Саратов: Изд.-во СГУ, 1968.
111. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1978.
112. Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н., Зима М.А. Расчет медленной волны в системе типа «радиальная гребенка» в импедансном приближении // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 9. С. 1854–1855.
113. Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н. Оценка эффективности взаимодействия электромагнитной волны в импедансной гребенке с проводящим диэлектриком и воздушным зазором // Труды III Всесоюзной школы-семинара «Взаимодействие электромагнитных волн с твердым телом». Саратов: Изд.-во СГУ, 2–8 сентября 1991. С. 7.
114. Лошаков Л.Н. Применение леммы Лоренца для определения постоянных распространения при взаимодействии электронного потока с пространственными гармониками // Радиотехника и электроника. 1957. Т. 2, № 4. С. 461–464.
115. Лошаков Л.Н. Об учете поля объемного заряда при расчете постоянных распространения в замедляющей системе в присутствии электронного пучка с помощью леммы Лоренца // Радиотехника и электроника. 1959. Т. 4, № 4. С. 688–692.
116. Фельд Я.Н. // ДАН СССР. 1947. Т. 56, № 5. С. 481–485.
117. Стальмах М.Ф. О взаимодействии электронного потока с полем пространственных гармоник // Радиотехника и электроника. 1957. Т. 2, № 4. С. 470–473.
118. Шевчик В.Н., Стальмахов В.С. О влиянии пространственного заряда на взаимодействие электронного потока с бегущей электромагнитной волной // Радиотехника и электроника. 1957. Т. 2, № 2. С. 230–234.
119. Победоносцев А.С., Тагер А.С. Анализ взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной в приближении «заданного поля» // Электроника. 1958. № 5. С. 15–19.
120. Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н. Применение леммы Лоренца для оценки влияния диэлектрика на поле замедляющей системы // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1992. № 9–10 (453–454). С. 35–37.

121. **Елизаров А.А.** Разработка и применение инженерного метода расчета эффективности взаимодействия замедленных электромагнитных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами. Дис. канд. техн. наук. М.: МГИ-ЭМ, 1993.
122. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Аналитический метод расчета эффективности взаимодействия замедленных электромагнитных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 3. С. 261–266.
123. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Об определении эффективности взаимодействия замедленной электромагнитной волны со средой // Труды III Всесоюзной школы-семинара «Взаимодействие электромагнитных волн с твердым телом». Саратов: Изд.-во СГУ, 2–8 сентября 1991. С. 8.
124. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Анализ круглого волновода со слоистым заполнением // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 5. С. 563–566.
125. **Справочник по волноводам / под ред. Я.Н. Фельда.** М.: Сов. радио, 1952.
126. **Егоров Ю.В.** Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967.
127. **Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П.** Справочник по элементам волноводной техники. М.: Сов. радио, 1967.
128. **Взятышев В.Ф.** Диэлектрические волноводы. М.: Сов. радио, 1970.
129. **Бергер М.Н., Капилевич Б.Ю.** Прямоугольные волноводы с диэлектриками. М.: Сов. радио, 1973.
130. **Иларионов Ю.А., Раевский С.Б., Сморгонский В.Я.** Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980.
131. **Веселов Г.И., Раевский С.Б.** Слоистые металлодиэлектрические волноводы. М.: Радио и связь, 1988.
132. **Калмык В.А., Раевский А.С., Раевский С.Б., Тюрин Д.В.** Дисперсионно-структурные особенности полей волн круглого двухслойного волновода // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1998. Т. 1, № 1. С. 5–9.
133. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Анализ взаимодействия замедленной электромагнитной волны с жидкими средами // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1992. Т. 35, № 5. С. 50–54.
134. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Анализ взаимодействия замедленной электромагнитной волны с органическими жидкостями растительного происхождения // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1995. Т. 38, № 2. С. 32–37.
135. **Елизаров А.А.** Применение волновода со слоистым заполнением для технологического контроля проводимости жидких сред // Измерительная техника. 1998. № 5. С. 64–66.
136. **Будурис Ж., Шеневье П.** Цепи сверхвысоких частот. Теория и применение / Под ред. А.Л. Зиновьева. М.: Сов. радио, 1979.
137. **Фуско В.** СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование. М.: Радио и связь, 1990.
138. **Иванова Н.Е., Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н.** Исследование радиального спирального резонатора на основе логарифмической спирали // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 10. С. 2051–2055.
139. **Вольман В.И., Пименов Ю.В.** Техническая электродинамика. М.: Связь, 1971.

140. **Семенов Н.А.** Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973.
141. **Фальковский О.И.** Техническая электродинамика. М.: Связь, 1978.
142. **Кухаркин Е.С.** Инженерная электрофизика. Техническая электродинамика. М.: Высшая школа, 1982.
143. **Аренков А.Б.** Печатные и пленочные элементы радиоэлектронной аппаратуры. Л.: Энергия, 1971.
144. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Расчет добротности квазирезонаторов // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1993. № 2 (456). С. 9–12.
145. **Баскаков С.И.** Радиотехнические цепи с распределенными параметрами. М.: Высшая школа, 1980.
146. **Нефедов Е.И., Фиалковский А.Т.** Полосковые линии передачи. М.: Наука, 1980.
147. **Малорацкий Л.Г., Явич Л.Р.** Проектирование и расчет СВЧ-элементов на полосковых линиях. М.: Сов. радио, 1972.
148. **Устройства** сложения и распределения мощности высокочастотных колебаний / В.В. Заенцев, В.М. Катушкина, С.Е. Лондон, З.И. Модель; Под ред. З.И. Моделя. М.: Сов. радио, 1980.
149. **Микроэлектронные** устройства СВЧ / Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н. Алехин и др.; под ред. Г.И. Веселова. М.: Высшая школа, 1988.
150. **Зелях Э.В., Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Брилон В.С.** Миниатюрные устройства УВЧ и ОВЧ диапазонов на отрезках линий. М.: Радио и связь, 1989.
151. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А., Кольцова С.Е.** Согласующий трансформатор на квазирезонаторе // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1993. № 4 (458). С. 10–13.
152. **Баев Е.Ф., Бурылин Е.И.** Миниатюрные электрические линии задержки. М.: Сов. радио, 1977.
153. **Вайнорис З., Кирвайтис Р., Штарас С.** Электродинамические задерживающие и отклоняющие системы. Вильнюс: Мокслас, 1986.
154. **Пчельников Ю.Н., Гуничев В.Н., Зыкова Е.В.** Анализ дисперсионных характеристик связанных замедляющих систем / В кн. Синтез алгоритмов сложных систем. ТРТИ, 1986. В. 6. С. 91–95.
155. **Пчельников Ю.Н.** Сравнительная оценка затухания в СВЧ-элементах на спиральной замедляющей системе // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 7. С. 91–95.
156. **Бушминский И.П.** Изготовление элементов конструкций СВЧ. М.: Высшая школа, 1974.
157. **Попов В.Ф., Горин Ю.Н.** Процессы и установки электронно-ионной технологии. М.: Высшая школа, 1988.
158. **Шехмейстер Е.И.** Технология производства электровакуумных приборов. М.: Высшая школа, 1992.
159. **Богатырев Ю.К.** Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. М.: Сов. радио, 1974.
160. **Лошаков Л.Н.** О расчете параметров экранированной спиральной линии при наличии диэлектрических опор // Радиотехника. 1972. Т. 28, № 8. С. 32–39.
161. **Франк И.М.** Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988.
162. **Гинзбург В.Л., Цытович В.Н.** Переходное излучение. М.: Наука, 1986.

163. **Интегральная** оптика (задачи прикладной физики) / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978.
164. **Yelizarov A.A.** Antennas on surface electromagnetic waves // Proceedings XXVIII Moscow International Conference on Antennas Theory and Technology. September 22–24, 1998. P. 439–441.
165. **Белоцерковский Г.Б.** Основы радиотехники и антенны. Ч. II. М.: Сов. радио, 1969.
166. **Захарьящев Л.И.** Конструирование СВЧ каскадов на резонансных линиях и спиральных фильтрах. М.: Сов. радио, 1974.
167. **Сазонов Д.М.** Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988.
168. **Антенны и устройства СВЧ** / Д.И. Воскресенский, Р.А. Грановская, Н.С. Давыдова и др.; Под ред. Д.И. Воскресенского. М.: Радио и связь, 1981.
169. **СВЧ-энергетика** в 3-х тт. / Под ред. Э. Окресса. М.: Мир, 1971.
170. **Архангельский Ю.С., Девяткин И.И.** Сверхвысокочастотные нагревательные установки для интенсификации технологических процессов. Саратов: Изд.-во СГУ, 1983.
171. **Рогов И.А., Некрутман С.В., Лысов Г.В.** Техника сверхвысокочастотного нагрева пищевых продуктов. М.: Легкая и пищевая промышленность, 1981.
172. **Smith R.D.** Microwave power in industry, EPRI EM 3645, final report, 1984.
173. **Metaxas A.C., Meredith R.J.** Industrial microwave heating. London: Peter Peregrinus Ltd, 1983.
174. **Маянц Л.С.** Теория и расчет колебаний молекул. М.: Сов. радио, 1960.
175. **Княжевская Г.С., Фирсова М.Г.** Высокочастотный нагрев диэлектрических материалов. Л.: Машиностроение, 1980.
176. **Кессених В.Н.** Электромагнитные характеристики вещества и методы их измерения / В кн.: Распространение радиоволн. М.: ГИТТЛ, 1952.
177. **Байков А.Ю., Петров Д.М.** Мощные резотроды и интегрированные системы объемного нагрева (возможности создания и перспективы применения) // Материалы международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-98)». Саратов, 7–9 сентября 1998. Ч. 1. С. 59–60.
178. **Девяткин И.И., Лысов Г.В., Макаров В.Н.** Микроволновая печь на бегущей волне «Электроника-500» // Электронная промышленность. 1983. № 7. С. 27–28.
179. **А.С. № 1376278 СССР, Н 05 В 6/64.** Сверхвысокочастотная печь / Пчельников Ю.Н., Шимичев В.С., Свиридов В.Т. Оpubл. в БИ № 7, 1988.
180. **Коломейцев В.А., Комаров В.В.** Микроволновые системы с равномерным объемным нагревом. Саратов: Изд.-во СГТУ, 1997.
181. **Микроволновый** нагрев изделий большого диаметра / Ю.Ф. Заяс, В.А. Боровский, Р.А. Хромова и др. // Труды ВНИИМП. 1975. Вып. XXXI. С. 24–32.
182. **А.С. № 1003388 СССР, Н 05 В 6/64, F 26 В 23/08.** Устройство для термообработки диэлектрических материалов / А.Ю. Мицкис, Ю.Н. Пчельников. Оpubл. в БИ № 9, 1983.
183. **А.С. № 1270194 СССР, D 06 P 7/00.** Устройство для переводного печатания / А.Ю. Мицкис, В.В. Бразаускас, Ю.Н. Пчельников Оpubл. в БИ № 42, 1986.
184. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Применение ВЧ и СВЧ нагрева для термообработки зерна // Электронная техника. Серия 1 «СВЧ-техника». 1996. № 1 (467). С. 57–63.

185. Пчельников Ю.Н., Дзугаев В.К. Термообработка длиномерных диэлектриков замедленной электромагнитной волной // Электронная техника. Серия 1 «Электроника СВЧ». 1991. № 2 (436). С. 38–40.

186. Пчельников Ю.Н., Дзугаев В.К., Мицкис А.Ю.Ю. Высокочастотный нагрев полупроводящей поверхности с помощью замедляющей системы // Электронная техника. Серия 1 «Электроника СВЧ». 1991. № 3 (437). С. 52–55.

187. Звонарев Ю.Е. Двухвязная двумерно-периодическая замедляющая система с отрицательной продольной дисперсией // Электронная техника. Серия 1 «Электроника СВЧ». 1969. № 3. С. 63–68.

188. Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А., Лысов Г.В. Анализ эффективности электромагнитного нагрева водяных растворов и суспензий // Тезисы докладов VI Всесоюзной научно-практической конф. «Применение СВЧ энергии в технологических процессах и научных исследованиях». Саратов, 11–13 июня 1991. С. 110–111.

189. А.С. № 1648504 СССР, А 61 N 5/02. Излучатель для ВЧ терапии / Ю.Н. Пчельников, В.П. Никитин, Е.Л. Кретлова, Р.М. Дымшиц, Оpubл. в БИ № 18, 1991.

190. А.С. № 1735479 СССР, Е 01 С 23/06. Устройство для нагрева дорожных покрытий / Ю.Н. Пчельников, А.М. Негин, А.В. Руденко. Оpubл. в БИ № 19, 1992.

191. Baginski M., Riggs L., Germann F., Reed M. Experimental and numerical characterization of the drying of textile materials // Journal of Microwave power & Electromagnetic energy. 1989. V. 24. № 1. P.14–20; 1990. V. 25, № 2. P.104–113.

192. Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н. О соотношении между фазовой и групповой скоростями в линиях передачи электромагнитной энергии // Радиотехника. 1981. Т. 36, № 6. С. 71–72.

193. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.

194. Астахов М.В., Елизаров А.А., Козулина М.В. Исследование взаимодействия замедленной электромагнитной волны с органическими растворами и дисперсными средами // Тезисы докладов LII Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 21–22 мая 1997. Ч. II. С. 29.

195. Астахов М.В., Елизаров А.А., Козулина М.В. Исследование механизма взаимодействия замедленной электромагнитной волны с дисперсными средами // Труды VI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». Красновидово, 26–31 мая 1997. С. 46–47.

196. Whittaker A.G., Mingus D.M. The application of microwave heating to chemical synthesis // Journal of Microwave power & Electromagnetic energy. 1994. V. 29, № 4. P. 195–220.

197. Brindley K. Sensors and Transducers. London, 1988.

198. Sydenham P. Transducers in Measurement and Control. The University of New England Publishing Unit. Australia, 1975.

199. Allosca J.A. Transducers, Theory and Application. Reston, 1983.

200. Петров Б.Н., Викторов В.А., Лункин Б.В., Совлуков А.С. Принцип инвариантности в измерительной технике. М.: Наука, 1976.

201. Викторов В.А., Лункин Б.В., Совлуков А.С. Высокочастотный метод измерения неэлектрических величин. М.: Наука, 1978.

202. Викторов В.А., Лункин Б.В., Совлуков А.С. Радиоволновые измерения параметров технологических процессов. М.: Энергоатомиздат, 1989.

203. **Pchelnikov Yu.N., Yelizarov A.A.** Technological sensors on slow electromagnetic waves // Proceedings SPIE Microelectronic Manufacturing Symposium. Vol. 3507 «Process, Equipment and Materials Control in Integrated Circuit Manufacturing IV». Santa Clara, CA, USA, September 23–24, 1998. № 3507–25.
204. **Елизаров А.А.** Информативные параметры чувствительных элементов на замедляющих системах // Измерительная техника. 1997. № 8. С. 60–62.
205. **Анненков В.В., Пчельников Ю.Н.** Чувствительные элементы на замедляющих системах // Измерительная техника. 1995. № 12. С. 36–39.
206. **Термен Ф., Петит Дж.** Измерительная техника в электронике. М.: ИЛ, 1955.
207. **Тишер Ф.** Техника измерений на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1963.
208. **Амельянец А.М.** Первичные измерительные преобразователи линейных перемещений на основе электродинамических замедляющих структур. Дис. канд. тех. наук. М.: МИЭМ, 1988.
209. **А.С.** № 979851 СССР, МКИ G 01 C 5/04. Устройство для измерения уровня жидкости / Ю.Н. Пчельников, А.М. Амельянец, Р.М. Дымшиц, М.А. Яворский. Оpubл. в Б.И. № 7, 1982.
210. **А.С.** № 1314231 СССР, МКИ G 01 F 23/60. Устройство для измерения уровня жидкости / Ю.Н. Пчельников, А.М. Амельянец, М.А. Яворский. Оpubл. в Б.И. № 20, 1987.
211. **А.С.** № 1394050 СССР, МКИ G 01 F 23/10. Уровнемер / Ю.Н. Пчельников, А.М. Амельянец, М.А. Яворский. Оpubл. в Б.И. № 17, 1988.
212. **Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В.** Разработка первичных преобразователей для контроля диаметров металлических деталей // Тезисы докладов Российской научно-технической конференции «Новые материалы и технологии машиностроения». Москва, МАТИ, 17–18 ноября 1992. С. 11.
213. **Пчельников Ю.Н., Анненков В.В.** Применение связанных арифметических спиралей для контроля отверстий // Измерительная техника. 1996. № 10. С. 17–19.
214. **Bergling C., Henoeh M.** On-line measurement of the diameter of bare or isolated metallic wires // European microwave conference. Proceedings. Part 2. Stockholm, 1971. P. C9/2.
215. **А.С.** № 1672210 СССР, МКИ G 01 B 15/02. Способ контроля диаметра диэлектрических деталей цилиндрической формы / Ю.Н. Пчельников и др. Оpubл. в Б.И. № 31, 1991.
216. **А.С.** № 1539617 СССР, МКИ G 01 B 14/07. Устройство для измерения диаметра металлического провода / Ю.Н. Пчельников и др. Оpubл. в Б.И. № 4, 1990.
217. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А., Фадеев А.В.** Взаимодействие замедленной волны с резистивным покрытием // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1992. Т. 35, № 10. С. 76–79.
218. **Анненков В.В., Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Радиоволновый контроль высокоомных покрытий // Тезисы докладов XLX Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 4–6 мая 1995. Ч. II. С. 153–154.
219. **Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А.** Анализ модели чувствительного элемента для контроля полупроводящих покрытий // Тезисы докладов VII Всероссийской научно-технической конференции «Датчики и преобразо-

ватели информации систем измерения, контроля и управления (ДАТЧИК-95)». Гурзуф, 23–31 мая 1995. Т. 1. С. 70–71.

220. **Елизаров А.А., Пчельников Ю.Н.** Измерительные преобразователи для контроля технологических процессов производства изделий электронной техники // Тезисы докладов Международной научно-технической конференции «Измерительные информационные системы ИИС-94». Москва, 11–14 мая 1994. С. 58–60.

221. **Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Фадеев А.В.** Аппаратно-программный комплекс для контроля параметров резистивных покрытий // Тезисы докладов Российской научно-технической конференции «Новые материалы и технологии машиностроения». Москва, МАТИ, 17–18 ноября 1992. С. 20.

222. **Ковнеристый Ю.К., Лазарева И.Ю., Раваев А.А.** Материалы, поглощающие СВЧ-излучение. М.: Наука, 1982.

223. **Мицмакер М.Ю., Торгованов В.А.** Безэховые камеры СВЧ. М.: Радио и связь, 1982.

224. **Полонский Н.Б.** Конструирование электромагнитных экранов для РЭА. М.: Сов. радио, 1979.

225. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Радиоволновые методы контроля электромагнитных параметров радиопоглощающих материалов // Измерительная техника. 1994. № 12. С. 9–11.

226. **Астахов М.В., Елизаров А.А., Козулина М.В.** Радиоволновые методы измерений физико-химических свойств периодических коллоидных структур // Тезисы докладов XIX Всероссийской научно-технической конференции «Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления (ДАТЧИК-97)». Гурзуф, 26–31 мая 1997. С. 80–81.

227. **Овчинников А.В., Пчельников Ю.Н.** Измерение начальной магнитной проницаемости ферромагнитных металлических пленок на СВЧ // Электронная техника. Сер. 1 «Электроника СВЧ». 1983. № 9 (357). С. 45–49.

228. **Левшина Е.С., Новицкий П.В.** Измерительные преобразователи. М.: Энергоатомиздат, 1983.

229. **Радиоволновые датчики.** Теория и принципы построения. Сборник трудов. М.: Изд.-во ИПУ РАН, 1983.

230. **Пчельников Ю.Н., Овчинников А.В., Елизаров А.А.** Датчик для контроля загрязнения водных стоков гальванического производства // Тезисы докладов научно-технической конференции «Биомедицинское и экологическое приборостроение: наука, промышленность, рынок». Рязань, 2–4 июня 1992. С. 47.

231. **Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н., Уваров И.А.** Исследование спиральной линии с внутренним диэлектриком // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23, № 9. С. 72–73.

232. **Уваров И.А., Черкасов А.С.** Прибор для измерения концентрации плавиковой кислоты // Тезисы докладов XLX Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 4–6 мая 1995. Ч. II. С. 155.

233. **Елизаров А.А., Шевченко А.Н.** Анализ модели спиральной замедляющей системы в слоистом магнитодиэлектрике // Тезисы докладов LII Научной сессии, посвященной Дню радио. Москва, 21–22 мая 1997. Ч. II, С. 30.

234. **Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н., Уваров И.А.** Исследование спиральной линии, применяемой для измерения содержания газа в жидкости // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1983. Т. 26, № 8. С. 83–85.

235. **А.С.** № 525010 СССР, МКИ G 01 N 21/12. Устройство для измерения сплошности потока жидкости / Ю.Н. Пчельников, И.А. Уваров, С.И. Рябцев, М.А. Лебедев. Оpubл. в Б.И. № 30, 1976.
236. **А.С.** № 672551 СССР, МКИ G 01 N 23/24. Датчик для измерения сплошности потока жидкости / Ю.Н. Пчельников, И.А. Уваров, М.А. Лебедев, Г.А. Никитин. Оpubл. в Б.И. № 1, 1988.
237. **Берлинер М.А.** Измерение влажности. М.: Энергия, 1973.
238. **Бензарь В.К.** Техника СВЧ-влажнометрии. М.: Высшая школа, 1974.
239. **Kraszewske A.** // Journal of Microwave power & Electromagnetic energy. 1980. V. 15, № 4. P.209-212.
240. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Разработка методов и устройств контроля влажности материалов с помощью чувствительных элементов на замедляющих системах // Тезисы докладов Международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-94». Саратов, 4-7 октября 1994. С. 101-102.
241. **Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А.** Применение замедляющих систем для радиоволнового контроля влажности материалов // Измерительная техника. 1995. № 7. С. 61-63.
242. **Технологический** неразрушающий контроль пластмасс / А.И. Потапов, В.М. Игнатов и др. Л.: Химия, 1979.
243. **Серегин Б.А.** Обратная связь в усилителях. М.: Радио и связь, 1983.
244. **Абрайтис В.Б., Гутаускас А.Р., Дугнас И.Л.** Быстродействующие интегральные микросхемы серий K100 и K500 // Электронная промышленность. 1982. № 1 (107). С. 28-30.
245. **Пчельников Ю.Н., Анненков В.В., Елизаров А.А., Макаров В.В.** Универсальный интерфейсный блок сопряжения радиоволновых измерительных преобразователей на замедляющих системах с IBM PC // Тезисы докладов VII Всероссийской научно-технической конференции «Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления (ДАТЧИК-95)». Гурзуф, 23-31 мая 1995. Т. 1. С. 166-167.

Оглавление

| | |
|---|----------|
| Предисловие..... | 3 |
| Глава 1. Разработка методов расчета и анализа радиоволновых элементов технологических приборов и устройств с использованием замедляющих систем | 6 |
| 1.1. Радиоволновые элементы технологических приборов и устройств с использованием замедляющих систем: современное состояние и тенденции развития..... | 6 |
| 1.1.1. Введение | 6 |
| 1.1.2. Классификация по физическим, конструктивным признакам и областям применения | 7 |
| 1.1.3. Анализ методов расчета и моделирования | 15 |
| 1.2. Исследование физических особенностей замедленных электромагнитных волн | 18 |
| 1.2.1. Исходные соотношения | 18 |
| 1.2.2. Граничные условия | 19 |
| 1.2.3. Распределение энергии | 21 |
| 1.3. Применение эквивалентных граничных условий для анализа тонкопленочных магнитодиэлектрических элементов и устройств .. | 23 |
| 1.3.1. Исходные соотношения | 23 |
| 1.3.2. Эквивалентные граничные условия | 24 |
| 1.4. Особенности расчета электродинамических элементов методом эквивалентных длинных линий | 29 |
| 1.4.1. Исходные соотношения | 29 |
| 1.4.2. Замена элемента трехпроводной эквивалентной линией .. | 31 |
| 1.4.3. Особенности расчета элементов на связанных замедляющих системах | 34 |
| 1.4.4. Особенности расчета волнового сопротивления | 37 |
| 1.4.5. Правила замены элементов эквивалентными длинными линиями | 41 |
| 1.5. Аналитический метод расчета эффективности взаимодействия замедленных волн с диэлектрическими и полупроводящими средами | 42 |
| 1.5.1. Применение сопряженной леммы Лоренца для расчета коэффициента взаимодействия | 43 |
| 1.5.2. Определение коэффициента взаимодействия методом дифференцирования дисперсионного уравнения | 47 |
| 1.5.3. Определение коэффициента взаимодействия методом разложения в ряд Тейлора | 48 |

| | |
|---|-----------|
| 1.5.4. Определение коэффициента взаимодействия через параметры эквивалентной линии | 49 |
| Глава 2. Разработка и исследование малогабаритных радиоволновых элементов технологических приборов с использованием замедляющих систем | 51 |
| 2.1. Анализ элементов на основе круглого волновода со слоистым заполнением | 51 |
| 2.1.1. Исходные соотношения | 51 |
| 2.1.2. Расчет дисперсионного уравнения | 52 |
| 2.1.3. Определение критической длины волны | 54 |
| 2.1.4. Энергетические характеристики | 55 |
| 2.2. Исследование малогабаритных элементов с использованием радиальных резонаторов на связанных спиралях | 57 |
| 2.2.1. Исходные соотношения | 57 |
| 2.2.2. Определение параметров эквивалентной линии | 59 |
| 2.2.3. Выражения для коэффициента замедления и волнового сопротивления | 63 |
| 2.2.4. Определение резонансных частот | 63 |
| 2.2.5. Модель резонатора на связанных логарифмических спиралях | 65 |
| 2.2.6. Модель резонатора на связанных арифметических спиралях | 68 |
| 2.3. Исследование малогабаритных элементов на основе резонаторов с квазисосредоточенными параметрами | 71 |
| 2.3.1. Исходные соотношения | 71 |
| 2.3.2. Модели резонаторов из цилиндрической спирали с экраном и связанных цилиндрических спиралях | 73 |
| 2.3.3. Модели резонаторов на радиальной спирали с экраном и связанных радиальных спиралях | 75 |
| 2.3.4. Расчет добротности | 76 |
| 2.3.5. Модель устройства для согласования модулей технологических установок | 79 |
| 2.4. Исследование малогабаритных элементов на основе электромагнитных линий задержки | 84 |
| 2.4.1. Модель линии задержки на базе связанных замедляющих систем | 84 |
| 2.4.2. Расчет основных параметров | 88 |
| 2.5. Исследование радиоволновых излучателей и антенн | 90 |
| 2.5.1. Особенности излучения замедленной волны в магнитоэлектрическую среду | 90 |
| 2.5.2. Модель магнитной антенны | 93 |

| | |
|--|-----|
| Глава 3. Разработка элементов и устройств модульных технологических установок для процессов электромагнитной термообработки материалов и изделий с использованием замедляющих систем | 97 |
| 3.1. Особенности электромагнитного нагрева материалов и изделий с помощью замедленных электромагнитных волн | 97 |
| 3.1.1. Анализ особенностей электромагнитного нагрева в ВЧ и СВЧ диапазонах | 97 |
| 3.1.2. ВЧ и СВЧ камеры на замедляющих системах | 101 |
| 3.2. Особенности элементов и устройств электромагнитной термообработки плоских диэлектрических пластин | 106 |
| 3.2.1. Анализ модели нагревателя | 106 |
| 3.2.2. Оценка эффективности термообработки | 109 |
| 3.3. Электродинамический анализ нагревателя на меандр-линии с проводниками круглого сечения | 113 |
| 3.3.1. Исходные соотношения | 113 |
| 3.3.2. Определение эквивалентных параметров | 114 |
| 3.3.3. Расчет дисперсионных характеристик | 117 |
| 3.4. Особенности элементов и устройств электромагнитной термообработки водных растворов и суспензий | 119 |
| 3.4.1. Анализ модели нагревателя | 119 |
| 3.4.2. Оценка эффективности термообработки | 121 |
| Глава 4. Разработка элементов и устройств модульных аппаратно-программных комплексов для радиоволнового контроля и измерения параметров технологических процессов с использованием замедляющих систем | 125 |
| 4.1. Основные характеристики и принципы радиоволнового контроля и измерений | 126 |
| 4.1.1. Физические и конструктивные особенности чувствительных элементов | 126 |
| 4.1.2. Анализ информативных параметров чувствительных элементов | 131 |
| 4.2. Элементы и устройства для измерения и контроля механических величин, геометрических и электромагнитных параметров материалов и изделий | 134 |
| 4.2.1. Измерение зазоров, деформаций и перемещений | 134 |
| 4.2.2. Контроль уровня | 135 |
| 4.2.3. Контроль диаметров металлических и диэлектрических деталей | 137 |
| 4.2.4. Измерение толщины и поверхностной проводимости металлических и диэлектрических покрытий | 140 |
| 4.2.5. Измерение и контроль электромагнитных параметров материалов | 149 |

| | |
|--|-----|
| 4.3. Элементы и устройства для измерения и контроля параметров технологических сред | 151 |
| 4.3.1. Экологический контроль водных стоков гальванического производства | 151 |
| 4.3.2. Измерение концентрации и фазового состояния технических растворов и охлаждающих жидкостей. | 156 |
| 4.3.3. Контроль влажности материалов | 161 |
| 4.4. Особенности практических конструкций элементов и устройств модульных аппаратно-программных технологических комплексов | 166 |
| 4.4.1. Анализ схемотехнических решений | 166 |
| 4.4.2. Конструктивно-технологические особенности и сопряжение со вторичной аппаратурой | 170 |
| 4.4.3. Аппаратно-программный комплекс «АНАЛИЗ» для контроля параметров резистивных покрытий. | 174 |
| Заключение | 180 |
| Литература | 184 |

Научное издание

Елизаров Андрей Альбертович
Пчельников Юрий Никитич

**Радиоволновые элементы технологических приборов
и устройств с использованием электродинамических
замедляющих систем**

Редактор Н.Г. Давыдова
 Технический редактор Т.Н. Зыкина
 Корректор Т.Г. Тертышная
 Обложка художника В.Г. Ситникова
 Оригинал-макет Ю.Н. Чернышов

ИБ № 3015

ЛР 010164 от 29.01.97

Подписано в печать 10.01.2003

Формат 60×90/16

Гарнитура Pragmaica

Печать офсетная

Усл. печ. л. 12.5

Тираж 2000 экз.

Изд. № 24318

Заказ № 42

www.radiosv.ru

Издательство «Радио и связь», 127473 Москва, 2-й Щемилловский пер., д. 5/4, стр. 1.

Типография издательства «Радио и связь».

127473 Москва, 2-й Щемилловский пер., д. 5/4, стр. 1.