

А.Н. Диденко

СВЧ-

ЭНЕРГЕТИКА

Теория и практика

НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОТДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИКИ, МАШИНОСТРОЕНИЯ
МЕХАНИКИ И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ
ОТДЕЛ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

А.Н. Диденко

СВЧ-

ЭНЕРГЕТИКА

Теория и практика

;



МОСКВА
НАУКА
2003

УДК 620
ББК 31.264.5
Д44

Ответственный редактор
академик *Я.Б. Данилевич*

Рецензенты:
академик *К.С. Демирчян*,
доктор технических наук *А.Н. Коваленко*

Диденко А.Н.

СВЧ-энергетика: Теория и практика / А.Н. Диденко; Отв. ред. Я.Б. Данилевич. – М.: Наука, 2003. – 446 с. – ISBN 5-02-002869-X

Внедрение СВЧ-электроники – перспективное направление развития электротехники и её применение в аппаратах и технологиях востребовано в настоящее время. Излагаются электрофизические и теплофизические основы СВЧ-энергетики, описываются приложения СВЧ-энергетики для обычного и высокотемпературного спекания, для получения сверхчистой плазмы, для создания высокоэффективных источников света, разработки устройств импульсной СВЧ-энергетики и использования СВЧ для передачи энергии на большие расстояния. Особое внимание уделяется описанию модульных генераторов для СВЧ-энергетики.

Для специалистов в области энергетики и электротехники.

ISBN 5-02-002869-X

© Российская академия наук, 2003
© Издательство "Наука" (художественное оформление), 2003

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	6
Основные обозначения	12
Глава 1. Теплофизические основы СВЧ-энергетики	16
1.1. Основные теплофизические характеристики	16
1.2. Уравнение теплопроводности и его использование в СВЧ-энергетике	25
1.3. Процессы теплообмена в установках СВЧ-энергетики	31
1.4. Теплообмен при высоких температурах	41
Глава 2. Электрофизические основы СВЧ-энергетики	45
2.1. Распространение электромагнитных волн в поглощающих средах	45
2.2. Отражение и преломление волн на границе раздела сред с различными электрофизическими характеристиками	49
2.3. Поверхностный импеданс сверхпроводников	54
2.4. Распространение СВЧ-колебаний в обычных и сверхпроводящих волноводах	62
2.5. Резонаторы и их основные характеристики	73
2.6. Теплофизические и электрофизические аспекты СВЧ-нагрева	80
Глава 3. Непрерывная СВЧ-энергетика	87
3.1. Поглощение СВЧ-энергии в рабочих камерах установок	87
3.2. Установки резонаторного типа	97
3.3. Установки волноводного типа	110
3.4. СВЧ-сушка при пониженном давлении	119
3.5. Другие перспективные области применения СВЧ-установок непрерывного действия	124
Глава 4. Высокотемпературная СВЧ-энергетика	134
4.1. Применение СВЧ-волн для получения керамик с улучшенными характеристиками	134
4.2. Применение СВЧ-волн для спекания порошково-металлургического продукта	140

4.3. Спекание таблеток топлива для ядерных реакторов	145
4.4. Использование СВЧ-энергии при сжигании углей	154
Глава 5. Плазменная СВЧ-энергетика	162
5.1. СВЧ-плазмотроны	162
5.2. Использование СВЧ-плазмы в водородной энергетике	167
5.3. Плазменные процессы получения оксидных материалов	179
5.3.1. Получение оксидных материалов термическим разложением азотнокислых растворов в плазме	180
5.3.2. Плазмохимический синтез тонкодисперсных оксидов особой чистоты	185
5.3.3. Использование плазменной технологии для конверсии легколетучего гексафторида урана UF_6	188
5.4. Использование СВЧ-энергии для плазмохимической переработки угля	196
5.5. Использование СВЧ-плазмы в космической энергетике	201
Глава 6. СВЧ-свет	206
6.1. Физические процессы в двухкомпонентной плазме. Определение параметров СВЧ-генераторов для источников СВЧ-света	209
6.2. Выбор оптимальных конструктивных решений для СВЧ-источника света	220
6.3. Наиболее перспективные резонаторные системы для СВЧ-источников света	226
6.4. Проблемы вывода СВЧ-света и вопросы экологической безопасности	232
6.5. Системы питания резонаторных камер СВЧ-источников света	241
Глава 7. Импульсная СВЧ-энергетика	248
7.1. Возможность применения импульсных СВЧ-колебаний в энергетике	248
7.2. Физические основы применения импульсной СВЧ-энергетики для технологических целей	252
7.3. Использование СВЧ-пробоя для разрушения диэлектрических покрытий	259
7.4. Использование СВЧ-энергии для переработки углей ...	262
7.4.1. Использование СВЧ-энергии для диспергирования и очистки угольного топлива	262
7.4.2. Использование ультрадисперсного угля вместо мазута при сжигании низкокалорийного топлива	268
7.4.3. Использование смесей на основе ультрадисперсного угля для замены дизельного топлива	272
7.5. Влияние мощных СВЧ-импульсов на физико-химические свойства металлов	276

Глава 8. Передача СВЧ-энергии на большие расстояния	289
8.1. Передача СВЧ-энергии по волноводам	290
8.1.1. Передача по обычным волноводам	290
8.1.2. Передача по сверхпроводящим волноводам	294
8.2. Сравнение передачи энергии по обычным и сверхпроводящим волноводам	296
8.3. Сверхпроводящий кабель – идеальная линия передачи информации	303
8.4. Преобразование СВЧ-энергии в постоянный ток. Суммарный кпд сверхпроводящей линии передачи	305
8.5. Передача СВЧ-энергии в свободном пространстве	310
8.5.1. Основные принципы передачи энергии в свободном пространстве	310
8.5.2. Методы формирования узконаправленных пучков СВЧ-энергии в свободном пространстве	318
Глава 9. Непрерывные генераторы для СВЧ-энергетики	327
9.1. Генераторы М-типа	328
9.2. Генераторы О-типа. Мощные клистроны	342
9.3. Триоды и тетроды	344
Глава 10. Импульсные генераторы для СВЧ-энергетики	350
10.1. Работа генератора в импульсном режиме. СВЧ-генераторы микросекундной длительности	350
10.2. Традиционные мощные релятивистские СВЧ-генераторы наносекундной длительности	353
10.3. Нетрадиционные мощные релятивистские СВЧ-генераторы наносекундной длительности	364
10.4. Формирование мощных наносекундных импульсов СВЧ-энергии методами временной компрессии	371
Заключение	391
Приложения	393
1. Зависимость добротности от частоты на высоком уровне мощности	393
2. Основы теории виркатора	395
3. Использование мощных импульсных СВЧ-разрядов для получения высокотемпературной плазмы и мощных нейтронных источников	405
Решения задач	414
Список литературы	434

ВВЕДЕНИЕ

В книге «Электроника больших мощностей» [89] академик П.Л. Капица пишет, что под электроникой больших мощностей следует понимать тот раздел электротехники, в котором электротехника сверхвысоких частот (СВЧ) используется для получения непосредственного энергетического эффекта, когда энергия СВЧ-колебаний транспортируется в энергию ускоренных частиц, тепло или другие виды энергии. В этом смысле СВЧ-энергетика является синонимом электроники больших мощностей.

Внедрение СВЧ-электроники в большую энергетику является одним из наиболее обещающих направлений развития современной электротехники. Уже сейчас совершенно чётко выявляются основные преимущества СВЧ-энергетики, к числу которых относится возможность сосредоточения большой электромагнитной энергии в малых объёмах и возможности её концентрации в нужном месте, что может явиться основой разработки новых энергосберегающих технологий. Достоинством СВЧ-энергетики является и та большая гибкость, с которой СВЧ-энергия трансформируется в другие виды энергии.

Однако, как отмечал П.Л. Капица, для решения энергетических проблем генераторы СВЧ используются ещё мало. За прошедшие 30 лет со дня выхода книги «Электроника больших мощностей» ситуация в СВЧ-энергетике значительно изменилась. Продолжалось широкомасштабное внедрение СВЧ-генераторов в радиолокационную технику и для ускорения заряженных частиц. В последние годы мощные СВЧ-генераторы используются для разделения изотопов и нагрева плазмы [41, 104], а сравнительно маломощная СВЧ-энергетика получила широкое распространение на предприятиях общественного питания и в быту.

Исторически первыми областями применения СВЧ-генераторов следует считать радиолокацию и ускорительную технику. Использование СВЧ-колебаний для радиолокационной и уско-

рительной техники к настоящему времени подробно изучено и этому посвящено большое количество прекрасных монографий [16, 19, 24, 25, 55, 58, 90, 99, 113, 139, 145, 161]. И та и другая области характеризуются большой импульсной мощностью СВЧ-излучения, в то время как средняя мощность может быть незначительной.

С учётом указанных причин данные разделы не включены в монографию и в ней будут рассмотрены чисто энергетические проблемы СВЧ, относящиеся в первую очередь к технологическим возможностям различных СВЧ-устройств.

Одним из важнейших показателей эффективности использования энергоносителей являются энергозатраты на выработку единицы продукта. К сожалению, по этому параметру Россия сильно отстаёт от передовых промышленных стран, и поэтому проблема энергосбережения является одной из важнейших проблем энергетики. По своей сути СВЧ-энергетика относится к числу энергосберегающих и поэтому её широкое внедрение будет способствовать уменьшению энергозатрат на единицу продукта.

Для того чтобы определить, насколько внедрение СВЧ-энергетики позволит решить проблему энергоснабжения, необходимо знать структуру энергетики. Некоторые сведения о структуре мирового энергопотребления можно получить из табл. В.1 [31].

Если в промышленности и на транспорте СВЧ-энергия будет использоваться в малых количествах, то доля её использования в быту и при производстве продуктов питания может быть значительна.

Поскольку СВЧ-энергетика может развиваться только на основе электроэнергии, то важно иметь также сведения об относительной структуре потребления энергии. Эти сведения для СССР в 1980 г. приводятся в табл. В.2.

Как видно из таблицы, электроэнергия в СССР в 1980 г. составляла 20% от всего энергопотребления. Необходимо отметить, что эта структура не является оптимальной и в развитых странах доля электроэнергии значительно выше [31]. Поэтому можно сделать заключение, что если значительная часть электроэнергии будет использоваться в виде СВЧ-энергии, то СВЧ-энергетика может внести существенный вклад в программу энергосбережения вообще.

Действительно, СВЧ-энергетика может играть существенную роль как в быту, так и в отраслях народного хозяйства, связанных с обработкой пищевых продуктов и пластмасс, сушкой продуктов сельского хозяйства и древесины, затвердеванием и раскалыванием бетона. Широкое внедрение СВЧ-печей и

Таблица В.1

Структура мирового энергопотребления

Наименование потребителя	%
Промышленность и транспорт	24
Бытовое потребление и торговля	41
Производство продуктов питания	32

Таблица В.2

Энергопотребление в СССР на 1980 год

Наименование потребителя	Тип энергоносителя	Доля потребления, %
Отопление и горячее водоснабжение	Мазут, нефть, газ	30
Транспорт	Бензин, керосин, моторное топливо	20
Промышленность	Газ, нефть, уголь, кокс	30
Производство электроэнергии	Уголь, газ, уран, нефтепродукты	20

вакуумной сушки в совокупности с СВЧ-нагревом позволит изменить структуру энергораспределения в процессе обработки и хранения пищевых продуктов на базе широкого внедрения энергосберегающих СВЧ-технологий.

СВЧ-энергетика может быть использована и в более энергоёмких технологических процессах – например таких, как получение изделий порошковой металлургии методами СВЧ-спекания, получение СВЧ-плазмы, расплав различных смесей со слабой проводимостью с целью получения сверхчистых материалов для микроэлектроники. Из-за оптимального распределения СВЧ-энергии между шихтой и стенками сосуда возможно получение большого выигрыша по энергопотреблению на единицу продукта.

Все перечисленные технологические процессы относятся к области СВЧ-энергетики непрерывного режима. Области практического использования СВЧ-энергетики в настоящее время быстро расширяются за счёт её использования в технологических процессах, для которых важна большая средняя мощность в связи с появлением всё более мощных СВЧ-генераторов.

В последние годы на базе созданных мощных и сверхмощных СВЧ-генераторов микросекундной и наносекундной длительности импульсов учёными Российской Федерации разрабатывается новое перспективное направление: импульсная СВЧ-энергетика, которая, обладая всеми достоинствами традиционной

СВЧ-энергетики (высокий кпд, повышенная электробезопасность, экологическая чистота, возможность использования в нестационарных условиях), позволяет получить уникальные результаты при воздействии на границу раздела двух сред с разными электродинамическими характеристиками благодаря возникающим переходным процессам. Это даёт возможность по новому подойти к проблемам очистки металлических поверхностей от окислов и слабопроводящих покрытий, улучшения конструктивных свойств материалов, очистки воздуха от вредных примесей и создать эффективные новейшие технологии для машиностроения, судостроения и аэрокосмической промышленности.

Физико-технические основы СВЧ-энергетики находятся на стыке многих наук, включая электродинамику, теплофизику, технику и приборы СВЧ, теорию прочности и упругости материалов, физическую химию, а также другие дисциплины. Прикладная часть СВЧ-энергетики основана на принципах конструирования машин и механизмов, материаловедении, электротехнике, теории автоматического управления и т.д.

Отмеченные выше проблемные, научно-технические и прикладные вопросы СВЧ-энергетики составляют основную часть содержания предлагаемой монографии.

В главе 1 изложены необходимые сведения по теплофизике жидких и твердых материалов, а также основы расчёта процессов теплопередачи и массообмена в них. В главе 2 описаны явления прохождения отражения и преломления плоских электромагнитных волн на границе двух сред с разными электрофизическими характеристиками, проанализирован процесс передачи СВЧ-энергии по волноводам с потерями и без них, включая область перехода волны основного типа к запредельному режиму.

Материалы этих глав являются физико-математической основой для теоретических и расчётных выкладок, сделанных в следующих главах при рассмотрении принципа действия и конструктивных особенностей устройств СВЧ-энергетики.

Технологические установки СВЧ-энергетики для более глубокого анализа их принципиального различия разделены на два класса: установки непрерывного и импульсного режима работы. Установки непрерывного действия описаны в главе 3, причём их описание предваряется теоретическим анализом поглощения СВЧ-энергии в волноводах и резонаторах, частично заполненных несовершенным диэлектриком.

Технологические установки непрерывного действия для более цельного анализа их особенностей в свою очередь разделены на три типа: установки с резонаторными рабочими камерами,

установки волноводного типа и установки с облучением материала плоской волной свободного пространства. Указанные типы установок описаны в различных параграфах главы 3. В последнее время СВЧ-установки непрерывного действия используются для реализации таких высокотемпературных процессов как спекание керамических изделий и спекание изделий полученных методами порошковой металлургии. Этим перспективным направлениям посвящена глава 4.

Главы 5 и 6 посвящены проблемам плазменной СВЧ-энергетики. Здесь приводятся основополагающие сведения, свидетельствующие об эффективности получения холодной плазмы с помощью генераторов СВЧ-диапазона, и продемонстрирована перспективность широкого внедрения плазменной СВЧ-энергетики. Особое внимание уделено проблемам разработки и конструирования высокоэффективных источников видимого света с оптимальными энергетическими характеристиками, а также получению водорода, являющегося основой быстроразвивающейся водородной энергетики, и другим областям применения сверхчистой СВЧ-плазмы.

В главе 7 изложены основы импульсной СВЧ-энергетики, использующей импульсы длительностью от микросекунд до наносекунд.

Возможность использования импульсной СВЧ-мощности для прикладных целей показана на примере воздействия коротких импульсов на металл, а в следующих разделах главы развиты основополагающие идеи и физические основы новейших технологий очистки и упрочнения металлических поверхностей методами импульсной СВЧ-энергетики.

Особое внимание уделено способу очистки проводящих поверхностей от диэлектрических и слабопроводящих покрытий при их облучении плоской волной, обеспечивающей поток поглощаемой мощности $(2 \div 10)$ МВт/см² при длительности импульса $(5 \div 150)$ нс. Далее рассмотрена возможность аналогичной очистки при значительно меньших потоках мощности облучения, если использовать СВЧ-пробой в газовой среде с образованием плазменного слоя или искровой СВЧ-пробой в вакууме.

В первом случае отслаивание покрытий достигается за счёт разрушающего усилия, возникающего на границе двух сред при расширении металлической поверхности из-за практически мгновенного нагревания скин-слоя. В двух других случаях откол покрытий происходит под воздействием ударной волны, энергия которой подпитывается энергией разряда и энергией, запасённой слоем плазмы. Все описанные методы очистки являются принципиально новыми. В этой же главе рассмотрен вопрос об

использовании СВЧ для переработки углей, включая их ультрадиспергирование, очистку от минеральных примесей и разработку на этой основе дешёвых заменителей не только мазута, но и дизельного топлива.

В главе 8 собраны и изложены проблемы передачи СВЧ-энергии на близкие, дальние и сверхдальние расстояния с помощью обычных и сверхпроводящих волноводов, линий поверхностных волн и остронаправленных антенн, а также рассмотрены вопросы практической реализации таких систем передачи.

В заключительной части монографии рассмотрены физические основы принципа действия и конструктивные особенности СВЧ-генераторов, получивших наибольшее распространение в СВЧ-энергетике. В главе 9 описаны приборы М- и О-типов: магнетроны, гиротроны, амплитроны, пролётные клистроны, мощные металлокерамические триоды и тетроды. В главе 10 большое внимание уделено импульсным релятивистским СВЧ-генераторам, которые к настоящему времени достигли импульсной мощности до 10 ГВт при наносекундной длительности импульсов, а также резонансным формирователям мощных и сверхмощных (до 1 ГВт) импульсов СВЧ-энергии наносекундной длительности. Генераторы и формирователи такого типа незаменимы для создания технологических установок импульсной СВЧ-энергетики.

В Приложении приведены некоторые теоретические и экспериментальные результаты, включение которых в основной текст перегрузило бы объём соответствующих разделов.

Таким образом, как следует из изложенного, от известного сборника статей под ред. Э. Окресса [140], выпущенного более 30 лет назад, настоящая монография отличается не только рассмотрением современных проблем, не нашедших отражений в [140], но и более глубоким изложением физических и технических основ СВЧ-энергетики как самостоятельного научного направления.

В монографию не включены материалы, касающиеся использования СВЧ для нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза. Безусловно это одно из перспективных направлений СВЧ-энергетики, но наше решение об исключении этого материала из книги обусловлено тем, что по этому направлению уже написано много прекрасных монографий. Только в Приложении 3 рассмотрена одна интересная возможность использования мощных СВЧ-разрядов для нагрева плазмы до термоядерных температур.

Материалы, включенные в монографию, по мнению автора свидетельствуют о справедливости идей П.Л. Капицы о больших

возможностях СВЧ-энергетики как одного из перспективных направлений электротехники. При этом следует отметить, что более широкое внедрение СВЧ-энергетики в различные технологические процессы сдерживается отсутствием мощных и сверхмощных СВЧ-генераторов промышленного изготовления. Такие генератор целесообразно использовать в энергоёмких технологиях, примером которых могут служить плавка в металлургических печах, производство сверхчистых материалов, добыча тяжёлых нефтей и других ископаемых скважинным методом с высоким коэффициентом их извлечения. Освоение производства указанных генераторов, несомненно, приведёт к ещё большему распространению СВЧ-энергетики.

Монография является заново переработанным и существенно расширенным вариантом изданной в 2000 г. книги, написанной автором совместно с профессором Б.В. Зверевым [53], исчезнувшей с прилавков магазинов в течение двух-трёх месяцев.

Автор выражает глубокую признательность академику РАН Я.Б. Данилевичу, профессору Б.В. Звереву, ведущему инженеру МИФИ А.Д. Коляскину доценту А.В. Прокопенко за существенную помощь, оказанную автору на различных этапах становления работы и подготовки монографии.

Основные обозначения

a	– размер широкой стенки прямоугольного волновода; радиус круглого волновода
B	– индукция магнитного поля
b	– размер узкой стенки прямоугольного волновода
C	– электрическая ёмкость
$C_{ж}$	– концентрация водяного пара у поверхности жидкости
c	– скорость света в свободном пространстве
c_p	– теплоёмкость при постоянном давлении
D_{AB}	– коэффициент диффузии частиц типа A в частицы типа B
D_H	– эквивалентный диаметр
d	– толщина пластины; диаметр цилиндра
E	– напряжённость электрического поля; модуль Юнга
F	– сила; фокусное расстояние зеркально-линзовой системы
f	– частота колебаний
$f_{кр}$	– критическая частота
G	– волновая проводимость

$G_n = 1/Z_n$	– проводимость волновода
H	– напряжённость магнитного поля
$H_n, H_v, H_{ж}$	– энтальпия пара, воздуха и жидкости
h	– ширина щели связи или излучающей щели
h_a	– высота анодного блока
$\hbar$	– постоянная Планка
I	– сила тока; момент инерции фигуры
$k = (\omega / c) \sqrt{\epsilon \mu}$	– волновое число по направлению распро- странения волны в среде
k_B	– постоянная Больцмана
$k_0 = (\omega / c) \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$	– волновое число свободного пространства
k_1	– коэффициент связи с волноводом
L	– расстояние
l	– длина или линейный размер
M	– число Маха
M^2	– коэффициент усиления по мощности
M_v	– расход воздуха в системе охлаждения
m	– масса вещества
N	– число резонаторов (например, анодного блока и магнетрона)
n	– коэффициент преломления материала линзы
P	– передаваемая (поглощаемая) СВЧ-мощ- ность
p	– давление
p_0	– атмосферное давление
p_n	– давление насыщенного водяного пара
m, n, p	– число вариаций электромагнитного поля по координатным осям
$Q_n, Q_{и}$	– количество тепловой энергии для нагрева или испарения, нагруженная добротность резонатора
Q_0	– собственная добротность резонатора
$q = dQ/dt$	– тепловой поток: q_k – кондуктивный или конвективный
q_v	– интенсивность тепловыделения в единице объёма тела
R	– коэффициент отражения падающей волны по мощности; радиус резонатора
R_T	– термическое сопротивление контакта
R_S	– удельное поверхностное сопротивление; действительная часть поверхностного им- педанса проводника
r_L	– ларморовский радиус
r_T	– удельная теплота парообразования
S	– площадь поверхности
T	– температура вещества

T_S	— температура поверхности
T_∞	— температура теплоносителя вдали от омываемой поверхности
U	— электрическое напряжение
V	— объём
v	— скорость
v_ϕ	— фазовая скорость волны
$v_{гр}$	— групповая скорость волны
W, W_0	— запасённая энергия
Z_0, Z_B	— волновое сопротивление свободного пространства и волновода
Z_H, Z_E	— волновые сопротивления волн H - и E -типов
α	— коэффициент затухания электромагнитной волны
α_T	— средний коэффициент конвективной теплопередачи и безразмерный коэффициент затухания в резонаторах
α_m	— коэффициент конвективного массообмена
β	— относительная скорость частицы или волны
β_T	— коэффициент температурного расширения материала
Γ	— коэффициент отражения волны по напряжению
γ	— показатель адиабаты; релятивистский форм-фактор
$\delta_{ск}$	— толщина скин-слоя
ε	— относительная диэлектрическая проницаемость среды
ε_0	— абсолютная диэлектрическая проницаемость среды
$\varepsilon_1, \varepsilon_2$	— действительная и мнимая части относительной комплексной диэлектрической проницаемости среды
$\varepsilon_1 / \varepsilon_2 = \operatorname{tg} \delta$	— тангенс угла диэлектрических потерь
ε_c	— степень черноты
$\zeta = \zeta_1 + i\zeta_2$	— поверхностный импеданс проводника
η	— коэффициент полезного действия
η_n	— относительная влажность материала изделия
η_T	— коэффициент динамической вязкости теплоносителя
$\theta_0, \theta_1, \theta_2$	— углы падения, отражения и преломления
λ, λ_B	— длина волны в свободном пространстве или в волноводе
$\lambda_{кр}$	— критическая длина волны в волноводе
λ_T	— коэффициент теплопроводности вещества

μ	– относительная магнитная проницаемость вещества
μ_0	– абсолютная магнитная проницаемость вакуума
$\nu = \lambda_{\text{кр}} / \lambda = f / f_{\text{кр}}$	– относительная частота колебаний в дисперсионной линии передачи; частота колебаний световых волн
ν_r	– кинематическая вязкость теплоносителя
$\xi_{E,H} = (E, H) / \sqrt{PQ_0}$	– параметры напряжённости электрического и магнитного полей в резонаторе
Π	– периметр поперечного сечения
Π_{zE}, Π_{zH}	– z-составляющие электрического и магнитного векторов Герца
Π_p	– плотность энергии в апертуре ректенны
ρ	– удельная масса вещества
σ	– постоянная Стефана–Больцмана; удельная проводимость материала
τ	– длительность импульса
φ	– угловые координаты цилиндрической и сферической системы координат; фазовый угол
χ	– коэффициент температуропроводности вещества

;

Глава 1

1. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКИ

1.1. Основные теплофизические характеристики

Процессы теплообмена и связанного с ним массообмена играют важную роль в СВЧ-энергетике, так как они определяют протекание рабочего процесса в технологических установках и генераторах большой СВЧ-мощности, температурный режим узлов и механизмов этих устройств, а также состояние окружающей среды. Корректный учёт хода и влияния указанных процессов позволяет создавать энергосберегающие, экологически чистые установки СВЧ-энергетики либо с новыми технологическими возможностями, либо с высокой экономической эффективностью.

По тепломассообмену имеется обширная литература [103, 120, 125, 147]. Коротко остановимся на вопросах, имеющих особую важность для СВЧ-энергетики.

На практике процессы теплообмена между средами с различной температурой сопровождаются нагревом или кипением, охлаждением или замерзанием.

Количество тепловой энергии Q_n , требуемой для нагревания вещества массой m при постоянном давлении p от температуры T_0 до температуры T_1 , определяется известным соотношением

$$Q_n = mc_p(T_1 - T_0), \quad (1.1)$$

где c_p – удельная теплоёмкость вещества.

При охлаждении $T_0 > T_1$ и отрицательный знак правой части формулы (1.1) указывает на отбор энергии от вещества.

Парообразование или испарение происходит с поверхности жидкости. Процесс интенсивного парообразования по всему объёму жидкости – кипение наступает при температуре T_k , когда

давление насыщенного пара достигает внешнего атмосферного давления $p_n \sim p_0$.

Количество тепловой энергии, необходимое для испарения при постоянном давлении образующегося пара, равно

$$Q_n = m r_n, \quad (1.2)$$

где r_n – удельная теплота парообразования.

Температура кипящей жидкости при $p_0 = \text{const}$ остаётся постоянной, при увеличении скорости подачи тепловой энергии Q_n возрастает лишь интенсивность кипения.

Единственным видом теплопередачи в непрозрачной твердой среде является теплопроводность, при которой тепло переносится из высокотемпературной области в низкотемпературную. Скорость переноса тепла, или кондуктивный тепловой поток q_k , выражается законом Фурье

$$q_k = dQ/dt = \lambda_\tau S (dT/dx), \quad (1.3)$$

где λ_τ – коэффициент теплопроводности вещества, S – площадь поверхности теплообмена, dT/dx – градиент температуры по направлению x теплового потока.

На практике закон Фурье часто используют для расчётов теплопередачи через плоскую стенку толщиной l , обе поверхности которой (рис. 1.1) имеют постоянные, но различные температуры: T_1 при $x = 0$ и T_2 при $x = l$. При интегрировании (1.3) по указанным пределам получается

$$q_k = \frac{dQ}{dt} = \frac{\lambda_\tau S}{l} (T_2 - T_1). \quad (1.4)$$

Скорость переноса тепла через многослойную стенку, состоящую из N слоев с идеальным тепловым контактом (рис. 1.2), определяется в виде

$$q_k = \frac{dQ}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^N (T_i - T_{i+1})}{\sum_{i=1}^N (l/\lambda_\tau S)_i} = \frac{T_1 - T_{N+1}}{\sum_{i=1}^N (l/\lambda_\tau S)_i}, \quad (1.5)$$

где T_1 – температура наружной поверхности первого слоя, а T_{N+1} – температура наружной поверхности N -го слоя.

Соотношение (1.5) следует применять для расчёта плотности потока q_k/S через стенки, оснащённые теплоизолирующим слоем, например, из асбеста, пробки или стекловаты. Стенки

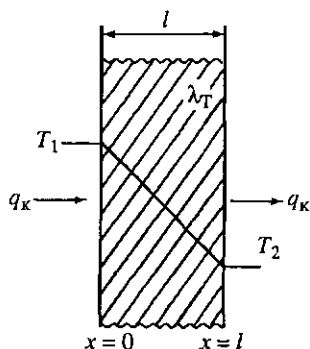


Рис. 1.1. Передача тепловой энергии через плоскую стенку

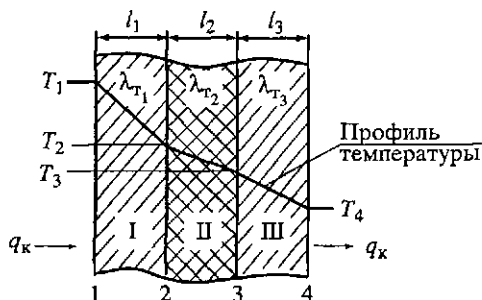


Рис. 1.2. Теплопередача через многослойную стенку с детальным тепловым контактом поверхностей слоёв

такового типа часто используются для рабочих камер в установках СВЧ-энергетики.

При анализе переноса тепла, кроме теплопроводности, приходится также учитывать конвекцию и излучение.

Конвективный теплообмен возникает при контакте жидкости или газа с поверхностью твёрдого тела, причём различают два типа конвекции: свободную и вынужденную.

При свободной конвекции процесс теплообмена обусловлен разностью плотностей жидкости или газа, контактирующих с нагретой поверхностью и удаленных от неё. В результате указанного различия плотностей возникают подъёмные (архимедовы) силы, создающие движение теплоносителя.

При вынужденной конвекции движение теплоносителя (например, воды) стимулируется внешней силой и его скорость больше, чем при свободной конвекции. Здесь возрастание теплового потока от поверхности к теплоносителю происходит за счёт работы, затраченной на приведение теплоносителя в движение.

Независимо от типа конвекции её тепловой поток

$$q_k = \alpha_t S (T_s - T_\infty), \quad (1.6)$$

где α_t – средний коэффициент конвективной теплоотдачи, S – площадь омываемой (обдуваемой) поверхности, T_s – температура поверхности, T_∞ – температура теплоносителя вдали от омываемой поверхности.

Численные значения α_t , как будет указано ниже, можно найти теоретически или экспериментально, что является наиболее трудоёмкой частью анализа конвективного теплообмена.

Теплопроводность и конвективный теплообмен могут осуществляться лишь в материальной среде, в то время как перенос тепла излучением может происходить даже в абсолютном вакууме.

Количество энергии, переносимое от поверхности в виде теплового излучения, зависит от абсолютной температуры и свойств поверхности [131, 146]. Идеальный излучатель (абсолютно чёрное тело) испускает со своей поверхности площадью S радиационный тепловой поток

$$q_r = \sigma S T^4, \quad (1.7)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град}^4)$ – постоянная Стефана–Больцмана.

Для расчёта результирующего переноса тепла излучением необходимо знать температуру поверхностей двух или более тел, между которыми происходит радиационный теплообмен.

Если чёрное тело излучает в окружающую его замкнутую полость с абсолютно чёрной поверхностью S_2 , то результирующий тепловой поток есть

$$q_r = \sigma S_1 (T_1^4 - T_2^4), \quad (1.8)$$

где T_1 – температура чёрного тела в кельвинах (К), T_2 – температура поверхности полости, S_1 – площадь поверхности излучающего тела.

Реальные тела не являются идеальными излучателями и обычно называются серыми телами, радиационный поток от которых равен $\epsilon_c \sigma S T^4$, где ϵ_c – степень черноты серой поверхности ($\epsilon_c < 1$).

В технологических СВЧ-установках радиационный теплообмен может вносить существенный вклад в общий тепловой баланс лишь при высокой температуре ($T_1 > 370 \text{ К}$), которая достигается при обработке металлов. Данные о степени черноты некоторых металлов и сплавов, взятые из [121], суммированы в табл. 1.1.

Результирующий тепловой поток от серого тела с температурой T_1 к окружающей его абсолютно чёрной поверхности с температурой T_2 выражается формулой

$$q_r = \epsilon_c \sigma S_1 (T_1^4 - T_2^4). \quad (1.9)$$

Если ни одно из тел не является идеальным излучателем или тела занимают определённое геометрическое положение относительно друг друга, то результирующий тепловой поток между ними определяется в виде

$$q_r = \eta_{1-2} \sigma S_1 (T_1^4 - T_2^4), \quad (1.10)$$

Степень черноты металлических поверхностей

Материал	Поверхность	T, K	ϵ_c
Алюминий	Полированная	≥ 400	0,04
	Шероховатая	≥ 300	0,055–0,07
Железо листовое	Гладкая, блестящая	≥ 300	0,24
	Гладкая, окисленная	~ 400	0,78
Сталь листовая	Гладкая	≥ 400	0,5–0,6
	Окисленная, шероховатая	≥ 400	0,95
Медь	Полированная	≥ 300	0,02–0,03
	Окисленная	~ 400	0,78
Латунь	Полированная	500–600	0,03–0,05
	Тусклая	320–620	0,20–0,25
Серебро	Полированная	300–600	0,02–0,03

где коэффициент η_{1-2} учитывает степень черноты и относительное расположение тел.

Расчет коэффициента η_{1-2} является сложной физико-математической задачей, выходящей за рамки настоящей книги, и для её решения следует воспользоваться литературой [86, 103].

Характер протекания и особенности многих процессов и явлений, относящихся к СВЧ-энергетике, существенно зависят от распределения температуры по объему обрабатываемого материала или конструктивных элементов установки.

Задачи нахождения такого распределения разделяются на два класса: стационарные, если функция $T(x, y, z)$ не зависит от времени, и нестационарные, если $T = f(x, y, z, t)$ зависит от времени. Поиск функций распределения температуры $T(x, y, z)$ или $T(x, y, z, t)$ осуществляется путём решения уравнения теплопроводности, которое является математическим выражением закона сохранения энергии в твердом веществе.

В прямоугольной системе координат уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_v}{\lambda_r} = \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1.11)$$

где χ – коэффициент температуропроводности материала, а q_v – интенсивность тепловыделения в единице объема тела.

Для произвольной системы координат уравнение (1.11) может быть записано через оператор Лапласа:

$\nabla^2 T + q_v / \lambda_r = (1/\chi)(\partial T / \partial t)$. Вид лапласиана для цилиндрической и сферической систем координат, в которых $T = f(r, \varphi, z, t)$ и $T = f(r, \theta, \varphi, t)$, дан во многих источниках [100].

Уравнение теплопроводности в виде (1.11) является размерным, что затрудняет выкладки при его решении. В частности, одномерное уравнение теплопроводности, когда $T = T(x, t)$, может быть приведено к безразмерному виду, если ввести безразмерную температуру $\theta = T/T_r$, безразмерную пространственную координату $\xi = x/l_r$ и безразмерное время $\tau = t/t_r$. Здесь T_r , l_r , t_r – характерные для решаемой задачи значения температуры, длины и времени соответственно, имеющие смысл и задающие оптимальные по простоте решения пределы интегрирования уравнения.

Производя указанную замену переменных в уравнении (1.11), получим одномерное нестационарное уравнение теплопроводности в безразмерном виде,

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \bar{q} = \frac{1}{F_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau}, \quad (1.12)$$

где $F_0 = \chi t_r / l_r^2$ – число Фурье, а $\bar{q} = q_v l_r^2 / (\lambda_r T_r)$ – безразмерный параметр тепловыделения.

Для стационарной задачи ($\partial \theta / \partial \tau = 0$) уравнение (1.12) упрощается до $\partial^2 \theta / \partial \xi^2 + \bar{q} = 0$.

Функция распределения температуры $T(x, y, z, t)$ или $\theta(\xi, \tau)$ находится как общее решение дифференциальных уравнений (1.11), (1.12), отвечающее начальным и граничным условиям.

В качестве начального условия часто задаётся распределение температуры при $t = 0$, которое, например, для одномерного уравнения (1.12) может иметь вид $\theta(\xi, 0) = 0$. Среди граничных условий, соблюдаемых при любом значении t (или τ) > 0 , наиболее часто используются следующие, записанные конкретно для одномерной задачи:

1. Граница области решения поддерживается при постоянной температуре T_0 или $T(l, t) = T_0$.

2. Граница области теплоизолирована, что согласно закону Фурье (1.3), эквивалентно условию $\partial T / \partial x|_{x=l,0} = 0$.

3. На границе имеет место конвективный теплоотвод (1.6), что эквивалентно соотношению $\partial T / \partial x|_{x=l,0} = \alpha_r [T_0 - T(l, t)] / \lambda_r$.

Перечисленные граничные условия наиболее часто встречаются в реальных системах или близки к ним [118]. Ниже будут приведены примеры решений уравнений (1.11), (1.12) с такими

**Коэффициент теплопроводности меди и ниобия
при различных температурах**

Материал	λ_t Вт/(м · град)						
	200 К	273 К	400 К	600 К	800 К	1000 К	1200 К
	-73 °С	0 °С	127 °С	327 °С	527 °С	727 °С	927 °С
Медь	413	401	392	383	371	357	342
Ниобий	52,6	53,3	55,2	58,2	61,3	64,4	67,5

граничными условиями, а также примеры решений стационарного и нестационарного уравнений теплопроводности с другими граничными условиями, облегчающими нахождение физически верного и приемлемого по точности решения.

При выполнении численных расчётов нужно выразить каждую размерную величину в определённых, воспроизводимых единицах измерения. Подавляющее большинство соотношений настоящей книги записано в СИ и при целесообразности использования системы МКС или Технической системы сделаны соответствующие отметки.

Теплофизические параметры металлов, жидкостей и газов – такие как плотность, коэффициент теплопроводности и другие, зависят от температуры, что следует учитывать при выполнении расчётов с высокой точностью. Характерный пример зависимости $\lambda_t = f(T)$ для меди и ниобия приведён в табл. 1.2, из которой видно, что $\lambda_t = f(T)$ для металлов может иметь разный знак производной $\partial\lambda_t/\partial T$, а величина нормированной производной

$$\left| \frac{1}{\lambda_t} \frac{\partial \lambda_t}{\partial T} \right| \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ 1/град.}$$

Таким образом, достаточная для технических расчётов точность достигается при использовании значений теплофизических параметров металлов, соответствующих средней температуре процесса или даже начальной (или конечной) температуре. За начальную температуру в справочной литературе обычно принимают 20 °С (293 К), при которой удобно получать многие экспериментальные данные по теплофизическим характеристикам. Если использовать эти данные при расчётах, то погрешность результата будет не более 10% в широком интервале температур. Некоторую осторожность следует проявлять при

Таблица 1.3

**Теплофизические свойства основных материалов
СВЧ-энергетики при $T = 293 \text{ K} \approx 20^\circ \text{C}$**

Материал	Состав	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	$\lambda_t, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$	$\chi \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$
Медь	Химически чистая	8933	383	399	117
Латунь	70%Cu + 30% Zn	8522	385	111	34
Железо	Химически чистое	7870	452	81,1	22,8
Сталь	95% Fe + 5% W	8070	435	54	15,3
Нержавеющая сталь	X18H9T	7817	461	18,3	5
Дюралюминий	95% Al + 5% Cu	2787	833	164	67
Дерево	Сосна	416+420	2720	0,15	0,12
Вода	Питьевая	998	4180	0,6	0,14
Масло	Моторное	888	1880	0,145	0,09
Анилин	$\text{C}_6\text{H}_7\text{N}$	1020	2060	0,172	0,08
Асбест	Листовой	383	816	0,113	0,36
Кирпич	Строительный	1700	840	0,66	0,46
Плексиглас	Листовой	1180		0,195	
Стекло	Оконное	2800	800	0,81	0,34
Фанера	Клеёная	590+600	2400	0,11	0,08

теплофизических расчётах с чистым железом, которое в отличие от других металлов имеет существенную зависимость коэффициента теплопроводности от температуры [124]: $\lambda_t \cong$

$$\cong 94 \left[1 - 0,255 \left(\frac{T - T_0}{T_0} \right) + 0,023 \left(\frac{T - T_0}{T_0} \right)^2 \right] \text{ Вт/м} \cdot \text{град}, \text{ где } T_0 = 200 \text{ K}.$$

Эта формула справедлива, если $200 \text{ K} \leq T \leq 10^3 \text{ K}$. Приведённое соотношение позволяет достаточно точно определить λ_t железа для средней температуры процесса теплообмена.

Важнейшие теплофизические свойства веществ, наиболее часто применяемых для обработки СВЧ-энергией и используемых в качестве конструкционных материалов СВЧ-установок, а также сведения о жидкостях и несовершенных диэлектриках приведены в табл. 1.3. Данные о воде относятся к давлению $p = 10^5 \text{ Па}$ и недостаточны для вычисления энергозатрат на парообразование по (1.2).

Для описания, например, процессов обычной и вакуумной сушки с использованием СВЧ-энергии необходимы более пол-

Характеристика воды и насыщенного водяного пара

p , атм/Па	T , °C	ρ_v , кг/м ³	ρ_n , кг/м ³	H_v , кДж/кг	H_n , кДж/кг	r_n , кДж/кг
0,01/10 ³	6,7	1000	0,008	28	2510	2482
0,02/2 · 10 ³	17,2	999	0,015	72	2529	2457
0,04/4 · 10 ³	28,6	996	0,028	120	2550	2430
0,06/6 · 10 ³	35,8	994	0,041	150	2564	2414
0,10/10 · 10 ³	45,5	990	0,067	190	2580	2390
0,020/2 · 10 ³	59,7	983	0,13	249	2606	2357
1,0/10 ⁵	100	959	0,58	415	2670	2256
1,5/1,5 · 10 ³	110,8	950	0,85	460	2688	2224

ные сведения о теплофизических свойствах воды и насыщенного водяного пара в зависимости от давления и температуры насыщения (табл. 1.4) с использованием величин, принятых в технической термодинамике [147]. Индексом «в» обозначены величины, относящиеся к жидкости (в основном воде) при температуре кипения, а индекс «п» относится к сухому насыщенному пару. Символом H обозначена энтальпия, причём от 0 до 100 °C с достаточной степенью точности можно положить, что $H_v \sim c_p T$ (°C). Скрытая теплота парообразования $r_n = H_n - H_v$.

Данные табл. 1.4 позволяют оценить относительную массу воды, которая при кипении перейдёт в состояние сухого насыщенного пара при снижении атмосферного давления в рабочей камере вакуумной сушилки за счёт внутренней энергии воды,

$$\frac{\Delta m_k}{m_v} = \frac{H_v(p_n, T_n) - H_v(p_k)}{r_n} \approx \frac{c_{pB} T_n - H_v(p_k)}{r_n}, \quad (1.13)$$

где p_n и T_n относятся к начальному состоянию воды, а индекс «к» соответствует её конечному состоянию. Если начальное состояние не соответствует температуре кипения воды, (табл. 1.4), то следует принять $c_p = 4,18$ кДж/(кг·°C). Если, например, $T_n = 25$ °C и $p_n = 1$ атм, а затем давление в камере снижено до $p_k = 0,01$ атм, то без дополнительного подвода тепла выкипит $\Delta m_k/m_v = 0,03$, т.е. 3% от налитой в камеру воды.

Далее процесс кипения должен поддерживаться за счёт подвода тепловой энергии от внешнего источника, например, СВЧ-облучателя. Без подвода тепла парообразование будет продолжаться за счёт испарения, однако его скорость резко снизится, особенно при замерзании воды.

Рассмотренные здесь теоретические и экспериментальные справочные данные по теплофизике являются основой для практического решения типичных задач СВЧ-энергетики.

1.2. Уравнение теплопроводности и его использование в СВЧ-энергетике

Для анализа процессов и выявления эксплуатационных характеристик установок в СВЧ-энергетике используются как стационарные, так и нестационарные уравнения теплопроводности. Задачи первого типа характерны для непрерывного режима работы, задачи второго типа – для импульсной СВЧ-энергетики.

Математические и вычислительные трудности как аналитического, так и численного решений уравнения теплопроводности значительно возрастают при переходе от стационарного к нестационарному типу. Внутри одного типа задач сложности решения возрастают при переходе от одномерного случая к многомерным задачам, а также при усложнении граничных условий в соответствии с их перечислением в разделе 1.1. Наиболее трудна для аналитического решения нестационарная задача теплопроводности с неоднородным распределением источников внутреннего тепловыделения даже при нулевых начальных условиях.

Ясное физическое понимание процессов переноса тепла позволяет во многих случаях внести обоснованные предложения и упрощения, снижающие количество независимых переменных, что позволяет получить аналитически простое, но инженерно-приемлемое решение задачи.

Ввод упрощающих предположений, облегчающих решение, его анализ и расчётные работы, целесообразно продемонстрировать на примере получения рабочих формул для расчёта рёбер, используемых для интенсификации процесса охлаждения в электронных приборах и многих других устройствах.

Схема прямого ребра постоянного поперечного сечения S показана на рис. 1.3. Тепло распространяется вдоль ребра посредством теплопроводности и отводится от его поверхности конвекцией, создаваемой потоками газа или жидкости. Температура теплоносителя вдаль от поверхности ребра T_∞ , а средний коэффициент теплопередачи равен α_r . Левый торец ребра, перпендикулярный оси x , имеет идеальный тепловой контакт с охлаждаемой пластиной A .

В стационарном режиме кондуктивный тепловой поток тонкого ребра ($a \gg b$) практически не зависит от координат y, z и задача сводится к одномерной, описываемой уравнением (1.12) при $\partial\theta/\partial t = 0$.

Тепловой поток элементарного объёма ребра $\Delta V = S \Delta x$ (рис. 1.3) уменьшается от $q(x)$ до $q(x + \Delta x)$ на величину конвек-

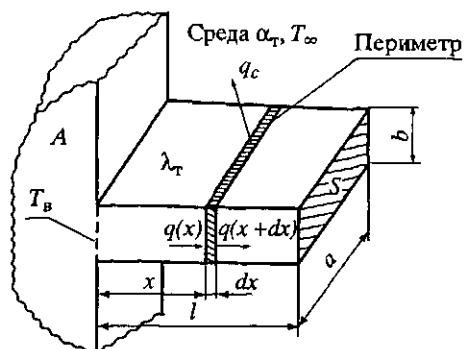


Рис. 1.3. Конвективный теплоотвод от прямоугольного ребра

тивного теплоотвода $q_k = \alpha_t P \Delta x [T(x) - T_\infty] / S$, согласно (1.6), который физически эквивалентен эндотермической реакции, происходящей внутри элементарного объема ΔV , и, следовательно, эквивалентен внутреннему источнику тепла с отрицательной мощностью (P – периметр поперечного сечения)

$$q_v = -q_k / \Delta V = -\alpha_t P [T(x) - T_\infty] / S.$$

Если ввести безразмерную координату $\xi = x/l$ и безразмерную температуру $\theta(x) = [T(x) - T_\infty] / [T_b - T_\infty]$, где T_b – известная температура левого торца ребра, то свободный член уравнения (1.12) запишется как $\bar{q} = -\alpha_t P l^2 / (\lambda_t S)$ и уравнение примет вид

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - (Bi) \cdot \theta = 0, \quad (1.14)$$

где $Bi = (\alpha_t P l^2) / (\lambda_t S)$ – безразмерное число Био (см. раздел 1.3) для ребра.

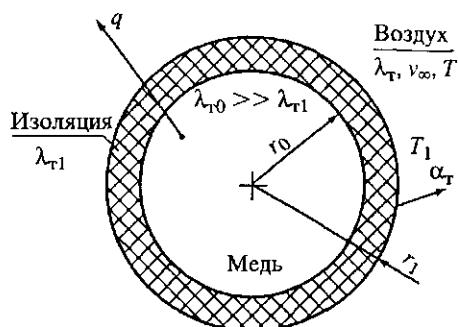


Рис. 1.4. Конвективный теплоотвод от цилиндра, покрытого слоем изоляции

Общее решение уравнения (1.14) записывается как [152]

$$\theta(\xi) = C_1 e^{-\sqrt{\text{Bi}}\xi} + C_2 e^{\sqrt{\text{Bi}}\xi}. \quad (1.15)$$

Постоянные C_1 и C_2 находятся из граничных условий, первое из которых $T(x) = T_l$ приводит к $\theta(0) = 1$. В качестве второго граничного условия целесообразно принять теплоизолированность правого торца ребра $d\theta/d\xi|_{\xi=1} = 0$, которое легко выполняется на практике, например, покрытием торца краской с плохой теплопроводностью. Решая систему из двух линейных уравнений, полученных при записи (1.15) для $\xi = 0$ и $\xi = 1$, находим зависимость температуры ребра от координаты x в виде

$$\theta(\xi) = \frac{T(\xi) - T_\infty}{T_l - T_\infty} = \frac{\text{ch}[\sqrt{\text{Bi}}(1 - \xi)]}{\text{ch}\sqrt{\text{Bi}}}. \quad (1.16)$$

Тепловой поток, отводимый ребром, вычисляется по закону Фурье (1.3)

$$q_{\text{реб}} = \frac{\lambda_r S}{l} \sqrt{\text{Bi}} (T_l - T_\infty) \text{th}\sqrt{\text{Bi}}. \quad (1.17)$$

Формулы (1.16), (1.17) служат основой для инженерного расчёта охлаждения магнетронов, применяемых в бытовых установках СВЧ-энергетики.

В качестве второго результата решения стационарного уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах приведём без вывода выражение для линейной плотности q/l (Вт/м) конвективного теплоотвода от круглого провода, плотно покрытого изоляцией. Если воспользоваться обозначениями координат и параметров задачи, согласно рис. 1.4, то

$$q/l = \frac{2\pi\lambda_{r1}(T_l - T_\infty)}{\ln(r_1/r_0) + \lambda_{r1}/(\alpha_r r_1)} = \frac{2\pi\lambda_r(T_l - T_\infty)}{\ln(r_1/r_0) + 1/\text{Bi}}. \quad (1.18)$$

Легко найти, что $q(r_0)$ при $r_0 = \text{const}$ достигает максимального значения, если $\text{Bi} = \alpha_r r_1 / \lambda_{r1} = 1$, где Bi – число Био для изолированного провода. Таким образом, оптимальные условия охлаждения изолированного провода определяются толщиной и теплопроводностью изоляции, что имеет важное значение для мощных линий передачи СВЧ-энергии типа линии поверхностной волны (ЛПВ), провод которой изолируется для увеличения электрической прочности.

В качестве примера рассмотрим ЛПВ с $r_1 = 10$ мм, которая изолирована диэлектриком типа оргстекла (см. табл. 1.3) и имеет

средний коэффициент конвективной теплопередачи $\alpha_r = 15 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$, обеспечиваемый ветром.

При заданных условия $Bi = 1$ для $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-2} = 13 \text{ мм}$, что по (1.18) обеспечивает теплоотвод $q/[l(T_1 - T_\infty)] = 0,97 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$. Без изоляции $q/[l(T_1 - T_\infty)] = 0,94 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$, т.е. ухудшится. В инженерной практике следует при выборе толщины изоляции проводов использовать теплофизические данные наряду с другими.

Решение типичных задач СВЧ-энергетики по нестационарной теплопроводности целесообразно предварить задачей о полубесконечном твёрдом теле с начальной температурой T_0 , наружная поверхность которого при $t = 0$ мгновенно нагревается до температуры T_s . Схема задачи показана на рис. 1.5 и соответствующее ей дифференциальное уравнение перейдет из (1.11) в

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.19)$$

при граничных уравнениях $T(\infty, t) = T_0$ и $T(0, t) = T_s$.

Полное решение поставленной задачи хорошо известно [154] и записывается в виде

$$T(x, t) = T_s - (T_s - T_0) \operatorname{erf} \left[\frac{x}{2\sqrt{\chi t}} \right], \quad (1.20)$$

где $\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-\eta^2} d\eta$ — функция ошибок Гаусса, имеющая разложение

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(u - \frac{u^3}{3} + \frac{u^5}{5 \cdot 2!} - \frac{u^7}{7 \cdot 3!} + \dots \right)$$

и табулированная во многих справочниках.

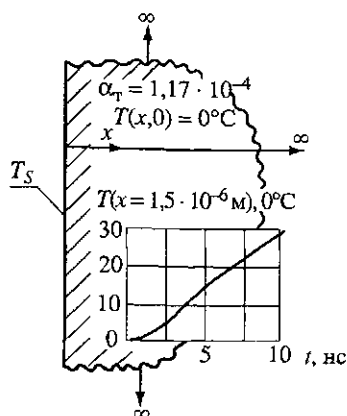
На врезке рис. 1.5 построена зависимость (1.20) при $T_0 = 0^\circ \text{C}$ и $T_s = 100^\circ \text{C}$ на глубине $x = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ для медной пластины, коэффициент температуропроводности которой указан в табл. 1.3.

Зависимость (1.20) можно представить в виде

$$\frac{\Delta T(x, t)}{\Delta T_s} = \frac{T(x, t) - T_0}{T_s - T_0} = 1 - \operatorname{erf} \left[\frac{x}{2\sqrt{\chi t}} \right],$$

из которого следует что при $\Delta T(x, t)/T_s \leq 0,2$ должно удовлетворяться условие $x/2\sqrt{\chi t} > 0,9$ или $x/\sqrt{t} > 1,8\sqrt{\chi}$.

Рис. 1.5. Нестационарный тепловой процесс в полубесконечном теле



Принятое ограничение на $\Delta T(x,t)/T_s$ практически означает, что существует такое отношение x^2/t , при котором повышение температуры внутри металлической пластины мало по сравнению с ростом температуры поверхности и кондуктивный теплообмен может не приниматься во внимание. Например, для медной пластины при $x = 1,5 \cdot 10^{-6}$ м указанное пренебрежение возможно в течение времени $t \geq 6$ нс, что также подтверждает график на рис. 1.5. Принятые значения для x и t близки к толщине скин-слоя меди на частоте 3 ГГц и длительности сверхмощных СВЧ-импульсов $\tau_{\text{и}}$, формирование которых уже освоено [54]. Незначительный вклад кондуктивного теплообмена в энергетический баланс облучаемого металла за время импульсов наносекундной длительности важен для анализа явлений, используемых в импульсной СВЧ-энергетике и рассмотренных в гл. 7.

Для анализа рабочих характеристик импульсных СВЧ-генераторов представляет интерес решение нестационарного уравнения теплопроводности (1.19), позволяющее рассчитать отношение потока тепловой энергии, подаваемого мгновенно на поверхность пластины толщиной d , к потоку тепловой энергии, отводимой от второй поверхности пластины при её удержании на начальной температуре $T(d, t) = T_0$.

Указанное соотношение имеет вид

$$\frac{q(d,t)}{q(0,t)} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{2n-1} \exp \left[- \left(n - \frac{1}{2} \right)^2 \frac{\pi^2 \chi t}{d^2} \right], \quad (1.21)$$

который для выполнения расчётов при малых моментах времени t удобно использовать в записи через функцию ошибок,

$$\frac{q(d,t)}{q(0,t)} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left[1 - \operatorname{erf} \frac{(2n-1)d}{\sqrt{\chi t}} \right] \equiv 2 \left[1 - \operatorname{erf} \frac{d}{2\sqrt{\chi t}} \right], \quad (1.22)$$

причём приближение даёт погрешность $\leq 1\%$ при $d/(2\sqrt{\chi t}) \geq 0,7$.

Соотношение (1.22) будет использовано в гл. 9 для оценки предельной импульсной и средней мощности классического магнетрона по тепловому режиму.

Применительно к импульсной СВЧ-энергетике решение (1.21), как и (1.22), можно использовать для доказательства малости вклада кондуктивного теплообмена при наносекундной длительности импульсов подводимой энергии. Примем достаточно жёсткое условие $q(d, t)/q(0, t) \leq 0,1$ для стальной пластины толщиной $d = 3,8 \cdot 10^{-6}$ м, что близко к толщине скин-слоя на частоте 3 ГГц. Такое условие по (1.22) выполняется при $\text{erf}[d/(2\sqrt{\chi t})] \geq 0,95$ или $t \leq 120$ нс, что подтверждает практическую возможность пренебрежения кондуктивным теплообменом в поверхностном слое стали при длительности импульса облучения $\tau_u \leq 120$ нс.

Указанная возможность позволяет получить простое и физически обоснованное решение уравнения нестационарной теплопроводности (1.12), если положить мощность источников внутреннего тепловыделения $q_v(x) = 0$ и перенести их в начальное условие, считая, что при $t = 0$ на внешнюю поверхность толстой пластины мгновенно передан поток энергии W_0 .

При таком начальном условии уравнение теплопроводности имеет решение в виде [152]

$$T(x, t) = T_0 + \frac{W_0}{2c_p \rho} \left[\frac{1}{\pi \chi t} \right] \exp \left[-\frac{x^2}{4\chi t} \right], \quad (1.23)$$

где T_0 – начальная температура пластины.

Функция $T(x, t)$, записанная в виде (1.23), имеет максимум при $t_{\max} = x^2/(2\chi)$, который, например, для железа на глубине $x = 2,7 \cdot 10^{-6}$ м достигается при $t_{\max} = 160$ нс и равен $T(x, t_{\max}) = T_0 + 100$ °С, если $W_0 = 0,38$ Дж/см².

Данный результат интересно сравнить с нагреванием, полученным при распределении мощности внутренних источников в виде $q_v(x) = (2P_{\Pi}/\delta) \exp(-2x/\delta)$, которое, как будет показано ниже, соответствует облучению металла СВЧ-мощностью с потоком $P_{\Pi} = W_0/\tau_u$ при условии её полного поглощения.

Если кондуктивной теплопередачей пренебречь, то в рассматриваемом случае из (1.1) получается

$$\Delta T = T(x) - T_0 = \frac{2P_{\Pi}\tau_u e^{-2x/\delta}}{\rho \delta c_p}. \quad (1.24)$$

Пусть поток поглощаемой СВЧ-мощности $P_{\Pi} = 2,4$ МВт/см² подаётся в виде импульса длительностью $\tau = 160$ нс, что соот-

ветствует поглощённой энергии $W_0 \approx 0,38 \text{ Дж/см}^2$. Тогда для железа, у которого глубина скин-слоя $\delta \approx 2,78 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ на частоте 3 ГГц, а теплофизические характеристики даны в табл. 1.3, на глубине $x = \delta$ нагрев по формуле (1.24) будет $\Delta T = 108 \text{ }^\circ\text{C}$. Этот результат незначительно (менее чем на 10%) отличается от полученного по соотношению (1.23), и это дает основание считать, что при $\tau_u \approx t_{\max}$ теплофизический анализ процессов импульсной СВЧ-энергетики правомерен по формуле (1.22), а при $\tau_u < t_{\max}$ применима формула (1.24).

1.3. Процессы теплообмена в установках СВЧ-энергетики

Процессы теплообмена играют важную роль в СВЧ-энергетике, как и в энергетике в целом. Так, среди технологий, реализуемых методами СВЧ-энергетики, широкое распространение получили сушильные процессы, инженерный анализ которых связан как с энергообменом, так и с массообменом. При этом многие сушильные процессы должны проводиться при температуре, меньшей температуры кипения воды. Рассмотрим это более подробно.

Если процесс сушки проводится при температуре $T < T_{\text{кип}}$, то жидкость из внутренних слоёв вещества диффундирует во внешние более сухие слои и образует на наружной поверхности вещества плёнку жидкости, которая удаляется испарением. Производительность процессов сушки при $T < T_{\text{кип}}$ может быть существенно увеличена, если в установке применить конвективный массообмен, основанный на продувании сухого воздуха над поверхностью жидкости, или уменьшить атмосферное давление до восстановления состояния $T = T_{\text{кип}}$.

Процесс испарения жидкости со свободной поверхности определяется по закону Дальтона [150], который принято записывать в смешанной системе единиц

$$\dot{m} = \frac{CS(p_n - p_0)}{p_0} \left[\frac{\text{г}}{\text{ч}} \right], \quad (1.25)$$

где $\dot{m}$ – количество воды (г), испаряемой с поверхности за 1 ч, p_n – давление водяного пара при температуре $T_{\text{ж}}$ испаряющейся жидкости (мм рт.ст.), p_0 – барометрическое давление атмосферы (мм рт.ст.), S – площадь, поверхности испарения (м^2); $C[\text{г}(\text{м}^2 \cdot \text{ч})]$ – коэффициент, зависящий от скорости обдувающего воздуха $v_{\text{в}}$ (м/с) и его плотности $\rho_{\text{в}}$ (кг/м^3).

Согласно экспериментальным данным коэффициент $C = [9,5 + 30,4(v_{\text{в}} p_{\text{в}})^{0,705}] \cdot 10^3$. Его значения могут быть взяты из табл. 1.5.

Давление водяного пара при температуре испаряющейся воды $T_{\text{ж}}$ соответствует парциальному давлению водяного пара в воздухе с относительной влажностью $\eta_{\text{в}} = 100\%$ и является справочной теплофизической величиной для атмосферного давления, приведённой в табл. 1.6, в которую включены также сведения о влагосодержании жидкости $C_{\text{ж}}$ в насыщенном водяном паре, удельной массе насыщенного водяного пара $\rho_{\text{нв}}$ и сухого воздуха $\rho_{\text{св}}$.

Парциальное давление водяного пара $p_{\text{п}}$ связано с парциальным давлением сухого воздуха в смеси $p_{\text{нв}}$ известным соотношением

$$p_0 = p_{\text{п}} + p_{\text{нв}}, \quad (1.26)$$

где p_0 – полное давление влажного воздуха. В насыщенном паре $p_{\text{н}} = p_{\text{п}}$. Влагосодержание воздуха при относительной влажности $\eta_{\text{в}}$

$$C_{\text{ж}}(\eta_{\text{в}}) \equiv C_{\text{н}} = \eta_{\text{в}} C_{\text{ж}}, \quad (1.27)$$

а удельная масса влажного воздуха находится как

$$\rho_{\text{нв}} \equiv 0,465(p_{\text{нв}} - \eta_{\text{в}} p_{\text{н}}) / T_0 + \eta_{\text{в}} C_{\text{ж}}, \quad (1.28)$$

где $p_{\text{нв}}$ и $p_{\text{н}}$ обозначаются в мм рт.ст., T_0 в К, а $C_{\text{ж}}$ в кг/м³.

Энергия, требуемая для парообразования испарением, определяется соотношением (1.2). Эта энергия отбирается от воды, температура которой понижается. Разность температур $T_{\text{ж}} - T_0$ между испаряющейся водой и окружающим её воздухом обеспечивает компенсацию энергозатрат на испарение, создавая конвективный теплообмен между водой и воздухом, причём

$$T_{\text{ж}} - T_0 = - \frac{r_p}{\alpha_{\text{т}}} \frac{C_{\text{ж}}(p_{\text{н}} - p_{\text{п}})}{p_0}, \quad (1.29)$$

где r_p – скрытая теплота парообразования при $T_{\text{ж}}$, Дж/г, $\alpha_{\text{т}}$ – коэффициент теплопередачи от воздуха к воде, Дж/(м² · град · ч). Формула (1.29) справедлива без дополнительного нагрева воды.

Если теплота парообразования сообщается воде поглощаемой СВЧ-мощностью так, что температура воздуха и воды одинакова, то количество испаряемой воды в зависимости от температуры можно определить по формуле Дальтона, используя справочные данные табл. 1.5, 1.6. При выполнении оценочных расчётов можно считать, что воздух в камере сухой, т.е.

Таблица 1.5

**Зависимость коэффициента C от скорости обдувающего воздуха
при его плотности $\rho_v = 1 \text{ кг/м}^3$ ($T_v = 60+80 \text{ }^\circ\text{C}$)**

$v_v, \text{ м/с}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2
$C \cdot 10^{-4}, \text{ г/(м}^2 \cdot \text{ч)}$	0,95	1,9	2,5	3	3,5	4	5,9

Таблица 1.6

**Давление насыщенного водяного пара
в зависимости от его температуры**

$T, \text{ }^\circ\text{C}$	20	30	40	50	60	70	80	85	90
$p_n, \text{ мм рт.ст.}$	17,5	31,8	55,3	92,6	114,5	234	355	434	526
$C_{ж}, \text{ г/м}^3$	17,3	30,4	51,1	83	130,2	198	239	353	424
$\rho_{нп}, \text{ кг/м}^3$	1,16	1,11	1,06	1,01	0,95	0,88	0,8	0,75	0,69
$\rho_{св}, \text{ кг/м}^3$	1,16	1,13	1,09	1,06	1,03	1	0,97	0,965	0,94

$p_n \approx 0$. Это справедливо, если обдув продуктов осуществляется подогретым внешним воздухом, относительная влажность которого снижается до $\eta \leq 0,1$ при $p_n \ll p_n$. Результаты расчётов интенсивности процесса испарения по формуле Дальтона (1.28) суммированы в табл. 1.7 для двух важных случаев: окружающий воздух неподвижен (или $v_v < 0,1 \text{ м/с}$) и наблюдается интенсивный обдув.

В неё же включены сведения о поглощаемой водой СВЧ-мощности, необходимой для поддержания равенства температур испаряющейся воды и обдувающего её воздуха. Расчёты выполнены по формуле (1.2) при теплоте парообразования $r_p = 2,38 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, которая слабо зависит от температуры воды.

Таблица 1.7

Интенсивность испарения воды в СВЧ-установках

Обдува нет, $v_v \approx 0 \text{ м/с}$			Обдув есть, $v_v = 1 \text{ м/с}$		
$T_{ж} = T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	$\dot{m}/S, \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{ч)}$	$P_{свч}, \text{ кВт}$	$T_{ж} = T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	$\dot{m}/S, \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{ч)}$	$P_{свч}, \text{ кВт}$
60	1,92	1,2	60	8,09	5,4
70	3,01	2	70	12,7	8
80	4,58	3,04	80	19,3	12
90	6,78	4,5	90	28,5	18,9

Сведения табл. 1.7 пригодны для анализа простейших процессов испарения и недостаточно точны применительно к реальным системам. Современная теплофизика имеет хороший математический аппарат для расчётов массообмена, причём по точности этот аппарат значительно превосходит основополагающие соотношения (1.25), (1.29).

Как известно, коэффициенты теплообмена α_t и массообмена α_m играют одну из важнейших ролей в теплофизике. Коэффициент конвективного теплообмена α_t был введён и использован для решения уравнения теплопроводности в предыдущих разделах настоящей главы. Определение численной величины этого коэффициента через характеристики системы охлаждения (или нагревания) – один из ключевых разделов инженерной теплофизики, существенный и для СВЧ-энергетики. Рассмотрим принципы расчёта коэффициентов α_t и α_m более подробно.

Физические принципы конвективного теплообмена поясняются на рис. 1.6, где показана нагретая пластина, охлаждаемая обдувающим её потоком воздуха или жидкости с температурой T_∞ . В направлении y к поверхности пластины скорость теплоносителя уменьшается под действием сил вязкости. Скорость слоя жидкости, примыкающего к пластине, равна нулю, и теплопередача от поверхности пластины к этому слою должна осуществляться только кондуктивно, что позволяет приравнять (1.3) и (1.6):

$$q_k / S = -\lambda_t \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = \alpha_t (T_y - T_\infty).$$

Однако градиент температуры на поверхности зависит также от скорости далёкого от поверхности пластины потока теплоносителя u_∞ и при более высоких скоростях достигаются более высокие градиенты температуры. Кроме того, важную роль играет коэффициент теплопроводности теплоносителя.

На рис. 1.6 показано распределение скоростей на различных расстояниях от передней кромки пластины, где видно, что сразу за кромкой вязкость вызывает замедление скорости потока.

Сила вязкости определяется касательным напряжением τ , причём $\tau = \eta_t dv/dy$, где η_t – коэффициент динамической вязкости теплоносителя. Расстояние y от пластины, на котором скорость теплоносителя достигает 99% скорости невозмущенного (набегающего) потока, принято считать толщиной пограничного слоя.

В начале пластины течение в пограничном слое является полностью ламинарным, но на некотором критическом рас-

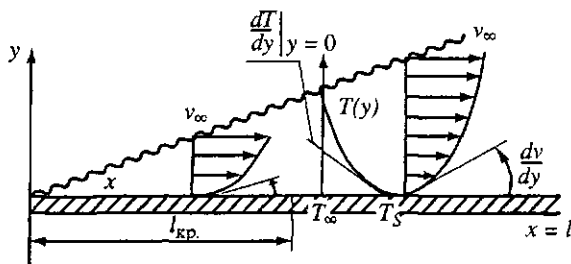


Рис. 1.6. Распределение скоростей и температур в потоке теплоносителя, омывающего пластину

стоянии $l_{кр}$ влияние инерционных сил становится существенно большим по сравнению с вязкостным демпфированием, и в потоке теплоносителя возникают возмущения. Возмущения становятся всё более интенсивными с удалением от края пластины, и режим течения переходит от ламинарного к турбулентному. В области турбулентного режима линии тока пересекаются макроскопическими порциями теплоносителя, что приводит к интенсификации переноса тепловой энергии.

Обычно в гидрогазодинамике для связи сил вязкости и инерции вводится параметр, называемый числом Рейнольдса,

$$Re = \frac{vl}{v_T} = \frac{\rho vl}{\eta_T}, \quad (1.30)$$

где l – характерный размер системы теплоотвода, $v_T = \eta_T/\rho$ – коэффициент кинематической вязкости теплоносителя (m^2/s).

В случае плоскости характерный размер системы конвективного охлаждения равен длине пластины, а при течении теплоносителя по каналам $l = D_n$, где $D_n = 4S_{\perp}/P_c$. Здесь $S_{\perp}$ – площадь поперечного сечения канала, а P_c – смоченный параметр.

Для круглых труб $D_n = D$, т.е. равен диаметру трубы. При течении в кольцевых каналах $D_n = D_1 - D_0$, где D_1 и D_0 – наружный и внутренний диаметры канала. Если поперечное сечение канала представляет прямоугольник, то $D_n = 2ab/(a + b)$, где a и b – ширины стенок канала. Турбулентный режим движения теплоносителя наступает при $Re > Re_{кр}$, причём при обтекании пластины критическая величина числа Рейнольдса $Re_{кр} \approx 10^5$, а при движении теплоносителя в каналах $Re_{кр} \approx 2300$ [108].

В настоящее время для расчёта процессов теплообмена используются следующие числа [39, 103, 212]:

$Nu = \alpha_T l / \lambda_T$ – число Нуссельта, определяющее безразмерный коэффициент конвективной теплопередачи,

$Pr = \eta_{\tau} c_p / \lambda_{\tau} = \nu_{\tau} / \chi$ – число Прандтля, характеризующее отношение потока количества движения к потоку тепла,

$Bi = \alpha_{\tau} l / \lambda_{\tau}$ – число Био, упомянутое ранее, равное отношению термического сопротивления твёрдого тела к термическому сопротивлению теплоносителя,

$Sh = \alpha_m l / D_{AB}$, – число Шервуда, равное отношению коэффициентов конвективного массообмена к коэффициенту бинарной диффузии,

$Sc = \eta_{\tau} / (\rho D_{AB}) = \nu_{\tau} / D_{AB}$, – число Шмидта, которое является отношением потока количества движения к диффузному потоку.

В двух последних числах коэффициент бинарной диффузии из среды A в среду B имеет размерность m^2/s , а размерность коэффициента конвективного массообмена α_m – m/s . Во всех определениях дополнительный индекс s обозначает, что этот параметр (например, $\lambda_{\tau s}$) относится к охлаждаемой поверхности.

Формулы для инженерного расчёта как вынужденного, так и свободного конвективного теплообмена строятся из перечисленных безразмерных чисел в виде формулы $Nu = C Re^m Pr^n$, где константы C , m , n определяются из экспериментальных данных. Значения этих констант удобно получить при нанесении экспериментальных результатов на график в логарифмическом масштабе. Пример обработки экспериментальных данных показан на рис. 1.7 и сводится к следующему.

Сначала наносятся экспериментальные точки, относящиеся к одному теплоносителю с постоянной температурой. Эти данные свободны от влияния числа Прандтля и позволяют определить показатель степени m при числе Рейнольдса. Далее следует нанести точки для нескольких теплоносителей в координатах $\lg(Nu/Re^m)$ и $\lg Pr$, что приводит к определению показателя степени n . На последнем этапе при известном n можно определить данные для многих теплоносителей на графике в координатах $\lg(Nu/Pr^n)$ и $\lg Re$, уточнить показатель степени m , а также определить значение константы C . Заключительный этап корреляции экспериментальных данных по конвективному теплообмену и показан на рис. 1.7, причём выявленная зависимость отличается от использованных экспериментальных данных не более чем на 20%.

Для СВЧ-энергетики наиболее важны следующие соотношения безразмерных параметров, справедливые для турбулентного (а) и ламинарного (б) режимов:

$$\overline{Nu} = \alpha_{\tau} l / \lambda_{\tau} = 0,036 Re^{0,8} Pr^{1/3}, \quad (1.31a)$$

$$\overline{Nu} = \alpha_{\tau} l / \lambda_{\tau} = 0,664 Re^{1/2} Pr^{1/3}. \quad (1.31б)$$

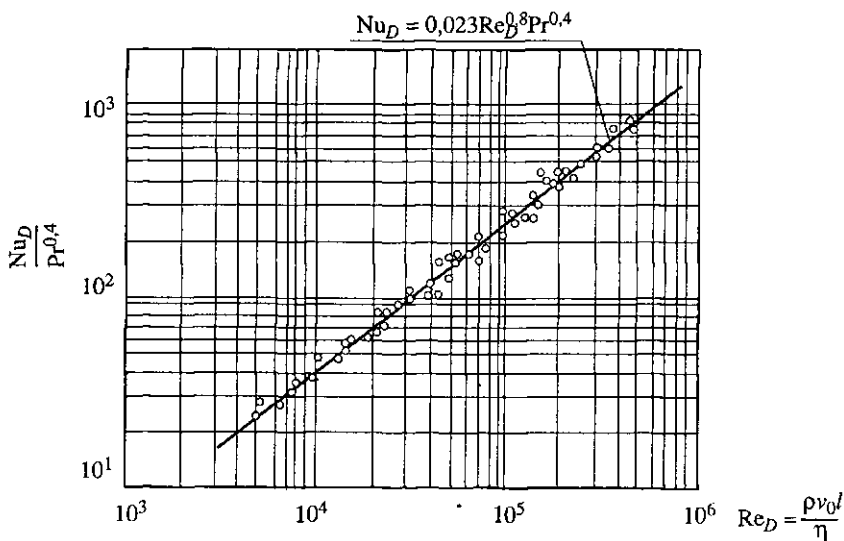


Рис. 1.7. Обработка экспериментальных данных по конвективному теплообмену при движении теплоносителя в цилиндрическом канале

Эти выражения связывают среднее значение числа Нуссельта с числами Рейнольдса и Прандтля при обтекании теплоносителем пластин длиной l .

Аналогичные зависимости при прокачке теплоносителя по каналам имеют вид

$$Nu_D = 0,023 Re_D^{0,8} Pr^{1/3}, \quad (1.32a)$$

$$Nu_D = 1,86 (Re_D Pr)^{0,33} (D/l)^{0,33} (\eta_b / \eta_s)^{0,14}, \quad (1.32б)$$

причём в последней формуле l – длина канала.

Формула (1.32a) применима при числе Прандтля $0,5 \leq Pr \leq 100$ и для каналов любой формы, если в качестве диаметра D использовать эквивалентный диаметр канала $D_n \approx 4S_{\perp}/\Pi_c$. Формула (1.32б) справедлива, если $(Re_D Pr D/l) > 10$, однако она неприменима для длинных труб, так как может привести к нулевому значению коэффициента теплоотдачи.

Диапазон изменений коэффициента конвективной теплопередачи α_t для свободной и вынужденной конвекции, для ламинарного и турбулентного режимов движения теплоносителя представлен в табл. 1.8.

Для учёта изменения физических свойств жидких и газообразных теплоносителей от температуры вычисления по формулам (1.31), (1.32) проводятся при так называемой определяющей температуре $T_1 = (T_s + T_{cp})/2$, где T_{cp} – среднемассовая

Возможные практические значения конвективной теплопередачи

Вид конвекции, теплоноситель	$\alpha_t, \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$
Свободная, воздух	5÷25
Свободная, вода	20÷100
Вынужденная, воздух	100÷200
Вынужденная, вода	50÷10000
Кипящая вода	3000÷10 ⁵

температура теплоносителя, в свою очередь определяется как среднеарифметическая температура теплоносителя на входе и выходе системы охлаждения: $T_{\text{ср}} = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2$, а T_s – температура поверхности.

На практике для охлаждения СВЧ-устройств чаще всего используются вода и сухой воздух. Теплофизические характеристики этих теплоносителей, взятые из справочной литературы [33, 103], приведены в табл. 1.9.

Отметим, что в более широком диапазоне температур коэффициенты кинематической и динамической вязкости воздуха при атмосферном давлении зависят от температуры T_v (°C) как

$$\begin{aligned} \nu_{\text{та}} [\text{м}^2/\text{с}] &= (13,9 + 0,097T_v) \cdot 10^{-6}, \\ \eta_v [\text{Н} \cdot \text{с}/\text{м}] &= (17,5 + 0,4T_v) \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Эти соотношения более удобны для определения чисел Рейнольдса, чем данные табл. 1.9, и позволяют получить достоверные данные в интервале температур $0 \leq T_v \leq 500$ °C.

Практические примеры расчётов систем охлаждения по формулам (1.31), (1.32) будут приведены при рассмотрении конструкций генераторов СВЧ и установок СВЧ-энергетики.

Переходя к массообмену, следует отметить, что скорость испарения воды при конвективном массообмене $\dot{m}_v$ [кг/с] или [г/с] определяется по соотношению

$$\dot{m}_v = \alpha_m S (C_{\text{ж}} - C_v), \quad (1.34)$$

где $C_{\text{ж}}$ – концентрация водяного пара у поверхности жидкости, C_v – концентрация водяного пара в обдувающей поверхности воды воздухе.

Соотношение (1.34) аналогично по форме записи закону Ньютона при охлаждении (1.6) и закону Дальтона (1.25). При сравнении (1.34) с (1.6) видно, что массовая концентрация водяного пара $C_{\text{ж},v}$ аналогична температуре $T_{0,1}$, а из закона

Таблица 1.9

**Теплофизические свойства воды и сухого воздуха
при атмосферном давлении**

$T, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{Дж/(кг} \cdot \text{град)}$	$\lambda_{\text{т}}, \text{Вт/(м} \cdot \text{град)}$	$\chi \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\nu_{\text{т}} \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
ВОДА						
20	998	4182	0,6	0,143	1,01	7
40	992	4175	0,63	0,151	0,66	4,3
60	983	4181	0,66	0,159	0,48	3
80	972	4194	0,66	0,165	0,36	2,25
ВОЗДУХ						
20	1,16	1012	0,025	22	15,7	0,71
40	1,09	1014	0,0265	24,8	17,6	0,71
60	1,03	1017	0,028	27,6	19,3	0,71
80	0,97	1019	0,0293	30,6	21,5	0,71
100	0,92	1022	0,031	33,6	23,6	0,71

сохранения для конвективного теплообмена и массообмена следует, что коэффициент диффузии D_{AB} аналогичен коэффициенту температуропроводности χ . Отмеченная аналогия позволяет применить для расчёта коэффициента конвективного массообмена формулы конвективного теплообмена (1.31) и (1.32) при замене чисел Нуссельта и Прандтля их аналогами – числами Шервуда и Шмидта [212]. Применяя указанную замену ($Nu \Rightarrow Sh$, $Pr \Rightarrow Sc$), запишем соотношения для безразмерных параметров конвективного массообмена при турбулентном режиме обдува, используя (1.31a) и (1.32a),

$$\begin{aligned} Sh &= 0,036 Re^{0,8} Sc^{1/3}, \\ Sh_D &= 0,023 Re^{0,8} Sc^{1/3}. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Первая из формул (1.35) применима, если обдуваемая поверхность жидкости является границей полубесконечного пространства (рис. 1.8). Вторая формула справедлива при испарении жидкости, расположенной на стенках канала, по которому подается газ.

При расчётах чисел Шервуда ($Sh = \alpha_m l / D_{AB} = \alpha_m D / D_{AB}$) и Шмидта ($Sc = \nu_{\text{т}} / D_{AB}$) коэффициент бинарной диффузии на границе сред вода–воздух можно принять за $D_{AB} = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ при $T_{AB} = 25 ^\circ\text{C}$, а при других температурах полагать, что $D_{AB}(T_{AB}) = 2,6 \cdot 10^{-5} [T_{AB}(\text{K}) / 298]^{3/2}$.

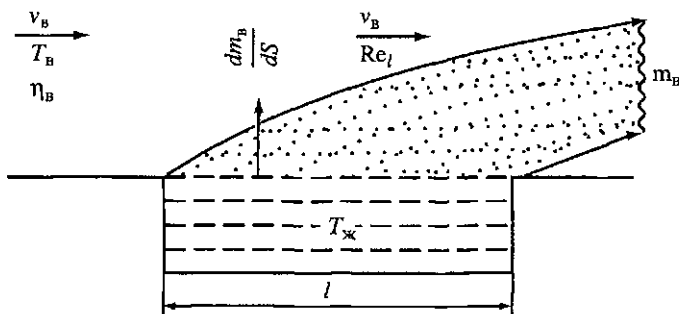


Рис. 1.8. Схема конвективного массообмена

Нахождение числа Шервуда по (1.35) позволяет перейти к коэффициенту конвективного массообмена $\alpha_m = Sh \cdot l_{AB}/l$ и вычислить скорость испарения воды $\dot{m}$, используя (1.34). Концентрация водяного пара у поверхности жидкости $C_{\text{ж}}$ соответствует насыщенному водяному пару и может быть определена по табл. 1.6. Концентрация водяного пара в обдувающем воздухе $C_{\text{в}}$ подсчитывается по (1.34).

В качестве начального условия сушильных процессов часто задается количество воды, подлежащее испарению и определяемое как

$$\Delta m_{\text{в}} = m_{\text{в}} \left[\eta_{1,\text{и}} - \frac{1 - \eta_{1,\text{и}}}{1 - \eta_{2,\text{и}}} \eta_{2,\text{и}} \right], \quad (1.36)$$

где $\eta_{1,\text{и}}$ и $\eta_{2,\text{и}}$ — относительная влажность обрабатываемого изделия до и после сушки.

Такое начальное условие позволяет определить скорость испарения воды $\dot{m}$ и далее по (1.34) вычислить требуемую величину коэффициента массообмена α_m и соответствующее число Шервуда. При известном числе Шервуда уравнения типа (1.35) можно разрешить относительно числа Рейнольдса, которое позволяет определить скорость обдувающего воздуха и по нему выявить технические характеристики системы воздухообмена сушильной установки.

Практические примеры возможных методик анализа конвективного массообмена приведены в гл. 3 применительно к технологическим СВЧ-установкам.

1.4. Теплообмен при высоких температурах

Часто, например для спекания топливных таблеток требуется достичь и поддерживать температуру, превышающую 2000 К. Характерной особенностью таких процессов является превалирование радиационного излучения над конвективной и кондуктивной формами теплообмена, которыми в первом приближении при оценке параметров СВЧ-нагревателя можно пренебречь.

Баланс мощностей в такой нагревательной системе можно представить следующим образом:

$$P_1 = P_2 + P_3, \quad (1.37)$$

где P_1 – мощность, поглощённая телом, $P_2 = mc_p \frac{dT}{dt}$ – мощность нагрева тела, $P_3 = \sigma ST^4$ – мощность радиационного излучения, m , c_p , S , T – масса, усреднённая удельная теплоёмкость, площадь излучающей поверхности и температура нагреваемого тела, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ (Вт/м² · К⁴) – постоянная Стефана–Больцмана. Как следует из (1.37), на данном этапе исследований нагреваемое тело полагалось абсолютно чёрным. Выражение для поглощённой телом мощности P_1 состоит из двух слагаемых:

$$P_1 = \eta P_{\text{rf}} + P_{\text{refl}}, \quad (1.38)$$

где P_{rf} – СВЧ-мощность генератора, η – коэффициент передачи СВЧ-мощности рабочему телу, $P_{\text{refl}} = \gamma_{\text{eff}} \cdot P_3 = \gamma_{\text{eff}} \sigma ST^4$ – мощность, отражённая от стенок резонатора и поглощённая телом, γ_{eff} – эффективный коэффициент отражения мощности от внутренней поверхности резонатора. Из выражения (1.37) с учётом (1.38) можно получить дифференциальное уравнение, описывающее зависимость температуры нагреваемого тела от времени:

$$mc_p \frac{dT}{dt} = \eta P_{\text{rf}} - (1 - \gamma_{\text{eff}}) \sigma ST^4. \quad (1.39)$$

Полагая, что P_{rf} , c_p , η – постоянные величины, можно получить аналитическое решение уравнения (1.39)

$$t = \frac{mc_p}{\sigma(1 - \gamma_{\text{eff}})S} \cdot \frac{F(T) - F(T_0)}{2 \cdot T_{\text{max}}^3}, \quad (1.40)$$

$$F(T) = \left(\arctg \frac{T}{T_{\text{max}}} + \frac{1}{2} \ln \left| \frac{T + T_{\text{max}}}{T - T_{\text{max}}} \right| \right),$$

где T_0 – начальная температура. График решения представлен на

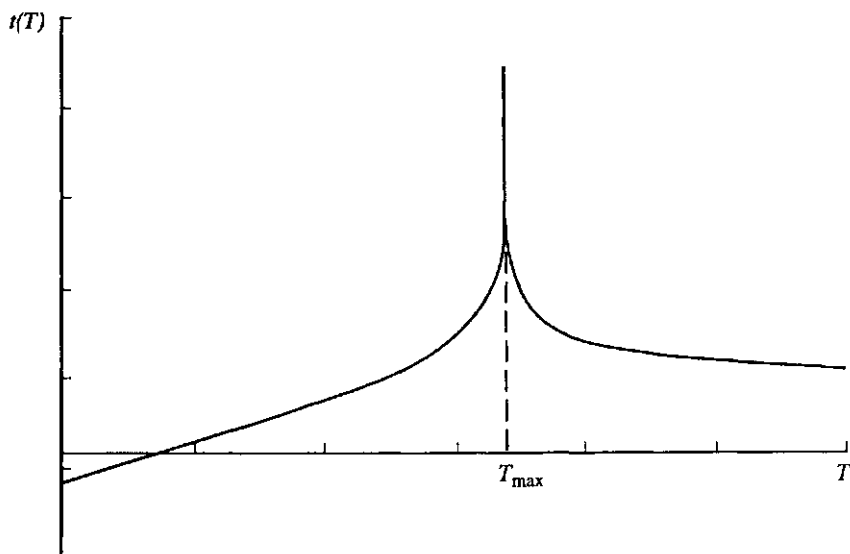


Рис. 1.9. Зависимость температуры образца от времени нагрева при высоких температурах

рис. 1.9. Характерной особенностью решения уравнения (1.39) является наличие предельной температуры $T_{\max}$, которая представляет собой асимптоту зависимости $T(t)$ и определяется выражением

$$T_{\max} = 4 \sqrt{\frac{\eta P_{\text{rf}}}{\sigma(1 - \gamma_{\text{eff}})S}}. \quad (1.41)$$

Левая ветвь графика на рис. 1.9 отвечает за нагрев тела от начальной температуры до предельной, правая ветвь – за остывание тела, имеющего начальную температуру выше предельной.

В стационарном установившемся режиме работы при $T = T_{\max}$ вся мощность P_{rf} СВЧ-генератора идёт на нагрев стенок резонатора. При этом доля мощности, равная ηP_{rf} , обусловлена радиационным излучением нагретого тела, а оставшаяся часть $(1 - \eta)P_{\text{rf}}$ обусловлена потерями СВЧ-энергии в стенках резонатора.

Как следует из (1.41), предельная температура $T_{\max}$ определяется формой и размерами тела, так как именно от них зависят площадь поверхности тела S и эффективный коэффициент отражения γ_{eff} . Для достижения максимальной величины $T_{\max}$ при заданных P_{rf} и η необходима минимизация произведения

$$A = (1 - \gamma_{\text{eff}})S.$$

На начальном этапе нагрева, когда температура тела мала, температурная зависимость носит практически линейный характер, как видно на рис. 1.9. При этом из (1.39) следует, что скорость увеличения температуры обратно пропорциональна массе и теплоёмкости нагреваемого объекта.

ЗАДАЧИ

Задача № 1. Линия передачи поверхностной волны (ЛПВ) выполнена из провода диаметром $2r_0 = 20$ мм, покрытого слоем тефлоновой изоляции ($\lambda_{т1} = 0,2$ Вт/(м · град)). Ветровая нагрузка обеспечивает коэффициент конвективного охлаждения $\alpha_t = 15$ Вт/(м · град). Определить толщину изоляции, обеспечивающей оптимальное охлаждение провода, если передаваемая мощность $P_0 = 100$ кВт, коэффициент затухания в линии $\beta = 3$ дБ/км, а температура обдувающего воздуха $T_b = 20$ °С.

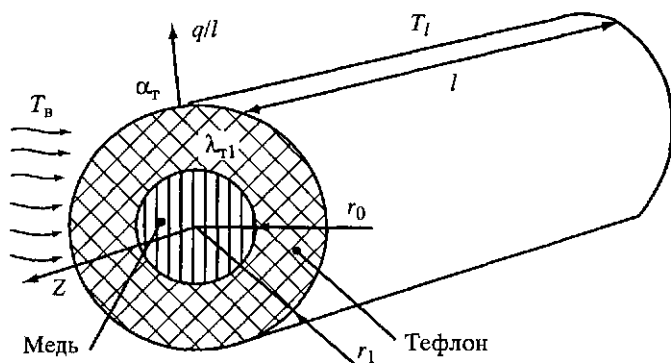


Рис. к задаче № 1

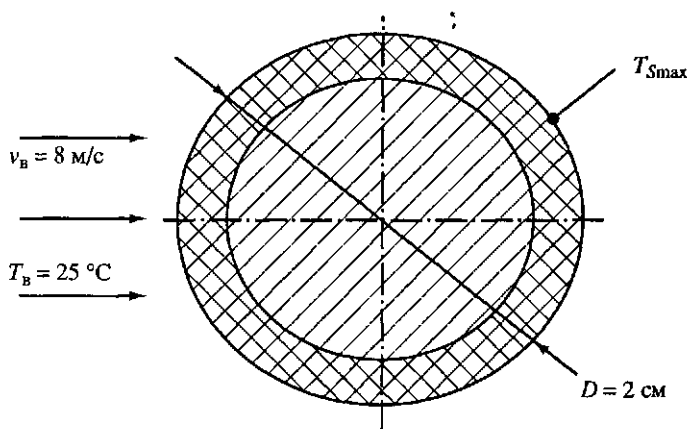


Рис. к задаче № 3

Задача № 2. В резонаторной системе размещен шарообразный образец некоего вещества массой 8 кг, плотностью 1450 кг/м³, коэффициентом серости 0,98 и достаточно большим тангенсом диэлектрических потерь. Мощность питания резонатора от магнетрона непрерывного режима $P_0 = 50$ кВт. До какой предельной температуры $T_{пр}$ возможно нагреть образец, полагая, что практически отсутствуют конвективное и кондуктивное охлаждение образца?

Задача № 3. СВЧ-мощность 100 кВт передается по ЛПВ диаметром 2 см с коэффициентом затухания 3 дБ/км. Линия подвергается ветровой нагрузке, перпендикулярной к проводу. Скорость ветра 8 м/с. Определить максимальную температуру поверхности линии при температуре воздуха 25 °С.

Глава 2

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКИ

2.1. Распространение электромагнитных волн в поглощающих средах

Электромагнитные явления в свободном пространстве описываются уравнениями Максвелла для незаряженного диэлектрика. Плоские волны, зависящие только от одной координаты z , отвечают обыкновенным дифференциальным уравнениям

$$\begin{cases} \frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 E = 0, \\ \frac{d^2 H}{dz^2} + k_0^2 H = 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

где E и H — комплексные амплитуды поля, $k_0 = (\omega/c)\sqrt{\epsilon\mu} = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0\epsilon\mu}$, а диэлектрическая и магнитная постоянные вакуума выражаются в системе СИ как $\epsilon_0 = 8,812 \cdot 10^{-12}$ Ф/м (или $\frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{В} \cdot \text{м}}$) и $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м (или $\frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{м}}$).

Решение уравнений (2.1) имеет вид [136]

$$\begin{cases} E(z) = E_0^+ \exp(-ik_0 z) + E_0^- \exp(ik_0 z), \\ H(z) = H_0^+ \exp(-ik_0 z) + H_0^- \exp(ik_0 z), \end{cases} \quad (2.2)$$

где E_0^+, E_0^- и H_0^+, H_0^- — амплитудные значения электрического и магнитного полей, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси z . Связь компонент электри-

ческого и магнитного полей задается соотношениями [109]

$$\begin{aligned}\bar{E}_0^\pm &= \pm Z [\bar{H}_0^\pm, \bar{Z}_0], \\ \bar{H}_0^\pm &= \pm Z^{-1} [\bar{Z}_0, \bar{E}_0^\pm],\end{aligned}\quad (2.3)$$

где $Z = Z_1 + iZ_2$ – волновые сопротивления среды, имеющие в общем случае комплексный характер. Для свободного пространства $Z_2 = 0$ и $Z_1 = Z_0 = 120\pi = 377$ Ом.

Если волна распространяется только в одном направлении вдоль оси z и вектор $\bar{E}$ направлен вдоль оси x , то решение (2.2) целесообразно записать в виде

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \bar{x}_0 A \exp[-i(k_0 z - \varphi)], \\ \bar{H} &= \bar{y}_0 (A/Z) \exp[-i(k_0 z - \varphi)].\end{aligned}\quad (2.4)$$

Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в среде без потерь (ϵ и μ – действительные числа), имеет, согласно уравнениям (2.4), следующие свойства: скорость распространения волны $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$; составляющие электрического и магнитного полей в направлении распространения отсутствуют; векторы электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны; изменение электрического и магнитного полей происходит синфазно; напряжённости электрического и магнитного полей связаны соотношением $E = H\sqrt{\mu\epsilon_0/\epsilon\epsilon_0} = HZ_0\sqrt{\mu/\epsilon}$; средняя по времени плотность потока энергии сквозь плоскость, перпендикулярную направлению распространения, равна $P_z = E^2/2\sqrt{\mu\epsilon_0\epsilon\epsilon_0} = EH/2$.

В качестве примера применения сформулированных правил на практике рассмотрим распространение плоской волны во фторопласте ($\epsilon = 2$ и $\mu = 1$), имеющей напряжение $E = 20$ кВ/см. Скорость распространения этой волны $v = 2,12 \cdot 10^9$ м/с; амплитудное значение напряжённости магнитного поля $H = 2 \cdot 10^4 / 377\sqrt{1/2} = 75$ А/см, плотность потока энергии $P_z = 750$ кВт/см², длина волны на частоте $f = 3$ ГГц, $\lambda = v/f = 7,1$ см.

При анализе характеристик плоской волны в несовершенном диэлектрике с $\mu = 1$ следует учесть, что его относительная диэлектрическая постоянная комплексна [112]: $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = \epsilon_1(1 - i\operatorname{tg}\delta)$, где $\operatorname{tg}\delta = \epsilon_2/\epsilon_1$ – тангенс угла диэлектрических потерь. Тогда постоянная распространения $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_1(1 - i\operatorname{tg}\delta)} = k_0\sqrt{1 - i\operatorname{tg}\delta}$ может быть представлена при $\operatorname{tg}\delta \ll 1$ в виде

**Характеристики несовершенных диэлектриков
на частоте 3 ГГц**

Материал	ϵ_1	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^4$	$v \cdot 10^8$, м/с	$\alpha \cdot 10^2$, 1/м
Воздух	1,0006	—	2,997	—
Пенопласт	1,025	0,64	2,961	0,2
Фторопласт	2	4÷5	2,12	2,2
Полиэтилен	2,2	12	2,02	5,6
Плексиглас	2,6	60	1,86	30
Кварц	4,5	2	1,413	1,3
Керамика	6	10	1,22	7,7
Древесина	~2,8	~1500	1,79	790

$k \cong k_0(1 - i \operatorname{tg} \delta / 2)$ и выражение для комплексной амплитуды поля (2.4) переходит в

$$\vec{E} = \vec{x}_0 A \exp[-i(k_0 z - \varphi)] \exp(-k_0 \operatorname{tg} \delta \cdot z / 2). \quad (2.5)$$

Таким образом, амплитуда электрического поля уменьшается по закону $E = E_0 \exp[(-k_0 \operatorname{tg} \delta \cdot z) / 2]$ и плоская волна затухает. Коэффициент затухания $\alpha = k_0 \operatorname{tg} \delta / 2$ для рассмотренной в предыдущем примере фторопластовой среды на частоте $f = 3$ ГГц ($k_0 = 2\pi / \lambda = 88,5$ 1/м, $\epsilon_1 = 2,0, \operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$) равен $\alpha = 0,022$ 1/м = 0,19 дБ/м. Аналогичные подробные сведения о характеристиках некоторых диэлектриков, используемых на практике, приведены в табл. 2.1 по данным работ [17, 140, 153].

Отметим, что распространение СВЧ-волн в слабо проводящих средах можно описать, используя понятие проводимости среды [91, 112]

$$\epsilon = \epsilon_1 [1 - i\sigma / (\omega \epsilon_0 \epsilon_1)] = \epsilon_1 (1 - i \operatorname{tg} \delta). \quad (2.6)$$

Например, если для фторопласта при $f = 3$ ГГц $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$, то это означает, что его удельная проводимость $\sigma = 0,84 \cdot 10^{-3}$ 1/(Ом · м).

Отдельно рассмотрим случай, когда среда является хорошим проводником. Для металлических проводников, в отличие от диэлектриков с потерями, $\operatorname{tg} \delta \gg 1$ из-за высокого значения проводимости. Постоянная распространения металлов с учётом большой величины $\operatorname{tg} \delta$ получается в виде

$$k = k_0 \sqrt{1 - i \operatorname{tg} \delta} = (i - 1) k_0 \sqrt{\operatorname{tg} \delta / 2} = k_1 - i k_2, \quad (2.7)$$

где $k_1 = k_2 \cong k_0 \sqrt{\operatorname{tg} \delta / 2} = \sqrt{\omega \mu \epsilon_0 \sigma / 2}$ и $k_1 = 2\pi / \lambda$.

**Проводимость, тангенс угла потерь, волновые числа
и глубина скин-слоя некоторых металлов на частоте 3 ГГц**

Материал	Состав	$\sigma \cdot 10^{-7}$ (Ом $\cdot$ м) $^{-1}$	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-8}$	$k_1, k_2 \cdot 10^{-5}$, 1/м	$\delta \cdot 10^6$, м	$\sigma \cdot 10^{-17}$, 1/с
Медь	Чистая	5,8	3,5	2,88	1,21	5,52
Латунь	70% Cu + + 30% Zn	1,6	0,96	4,35	2,31	1,44
Железо	Чистое	1,2	0,72	3,77	2,65	1,08
Сталь	0,95% Fe + + 5% W	0,6	0,36	2,67	3,75	0,54
Нержавею- щая сталь	X18H9T	0,14	0,84	1,29	7,8	0,126
Дюраль	94+96% Al, 3+5% Cu, следы Mg	3	1,8	5,96	1,68	2,7

Значения σ , указанные, например, в [142, 153], $\operatorname{tg}\delta$, k_1 и k_2 на частоте $f = 3$ ГГц для наиболее конструктивно важных металлов приведены в табл. 2.2, в которой также даны значения удельной проводимости $\sigma(1/\text{с})$ в системе СГС, часто используемой для теоретического анализа волновых процессов.

Если ось z совпадает с направлением нормали к границе раздела сред, то при $k = k_1 - ik_2$ уравнение (2.4) приобретает вид

$$E(z) = E_0 \exp(-ik_1 z) \exp(-k_2 z) \text{ или}$$

$$\vec{E} = \vec{x}_0 A \exp(-k_2 z) \cos(\omega t - k_1 z + \varphi). \quad (2.8)$$

Фазовая скорость этой волны $v = \omega/k_1$.

Из соотношения (2.8) следует, что амплитуда колебаний уменьшается в e раз при $k_2 z = 1$ или на расстоянии $z = \delta = 1/k_2$, которое принято называть глубиной скин-слоя и обозначать символом δ . Следовательно [109, 128],

$$\delta = 1/k_2 = 1/\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}. \quad (2.9)$$

Глубины скин-слоя некоторых материалов при $f = 3$ ГГц даны в табл. 2.2. Например, для меди $\delta = 1,21 \cdot 10^{-6}$ м = 1,21 мкм, а длина распространяющейся плоской волны $\lambda_{\text{Cu}} = 2\pi/k_2 = 0,76 \cdot 10^{-5}$ м = 7,6 мкм. На расстоянии в одну длину волны ($x = \lambda_{\text{Cu}} = 2\pi\delta_{\text{Cu}}$) амплитуда волны уменьшается в $e^{2\pi} = 535$ раз. Понятие скин-эффекта играет важную роль в расчётно-конструкторских работах по электрофизическим установкам СВЧ-энергетики и в электродинамике СВЧ.

Малость глубины скин-слоя по сравнению с длиной волны в свободном пространстве ($\delta \ll \lambda_0$) означает, что производные от компонент поля внутри металла в направлении нормали к поверхности его раздела с пространством велики по сравнению с производными в тангенциальных направлениях. Поэтому поле внутри металла можно рассматривать как поле плоской волны с граничным условием Леонтовича $\vec{E}_t = \sqrt{\mu\mu_0/\epsilon\epsilon_0} [\vec{H}_t \cdot \vec{n}]$. Для металлов $\sqrt{\mu\mu_0/\epsilon\epsilon_0} = (1+i)/\sigma\delta = (1+i)R_s$, где R_s – поверхностное сопротивление.

Если вектор $\vec{E}$ поляризован перпендикулярно плоскости падения плоской волны на металлическую поверхность, то при угле падения θ_0 граничное условие Леонтовича даёт для падающей и отражённой волн [112]

$$E_0 + E_1 = \zeta(H_0 - H_1) \cos \theta_0 = \zeta(E_0 - E_1) \cos \theta_0, \quad (2.10)$$

где $\zeta = \sqrt{\mu\epsilon/\mu_0\epsilon_0} = \zeta_1 + i\zeta_2$ – поверхностный импеданс металла, причём в системе СГСЭ

$$\zeta = (1-i)\sqrt{(\omega\mu)/8\pi\sigma} = (1-i)\sqrt{f\mu/\sigma}/2,$$

а если при таких вычислениях ζ использовать систему СИ, то

$$\zeta_1 = \sqrt{\mu\mu_0\pi f/\sigma}/Z_0 = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \frac{1}{Z_0} = \frac{R_s}{Z_0}.$$

2.2. Отражение и преломление волн на границе раздела сред с различными электрофизическими характеристиками

Процессы отражения и преломления монохроматической волны СВЧ-диапазона на плоской границе раздела между двумя однородными средами интересны в научном отношении и широко используются на практике, в частности, в СВЧ-энергетике.

Пусть падение волны (рис. 2.1) происходит из прозрачной среды I (совершенного диэлектрика) и величины, относящиеся к падающей и отражённой волнам, отмечены индексами 0 и 1. Величины, относящиеся к преломлённой волне, обозначены индексом 2.

Направление нормали к плоскости раздела сред I и II совпадает с осью z , ориентированной внутрь среды II, а ось x совпадает с границей раздела. Направление распространения всех волн лежит в плоскости xz , что эквивалентно равенству компо-

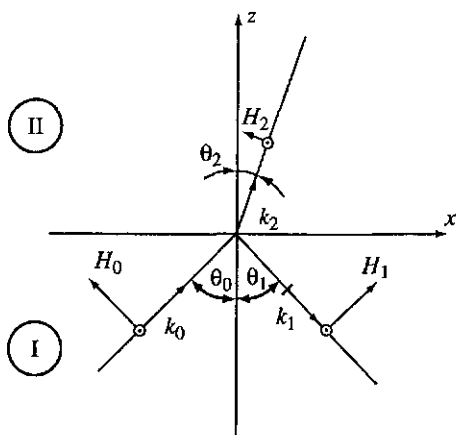


Рис. 2.1. Падение плоской волны на поверхность раздела двух сред

нент волнового вектора $\vec{k}_x$ для трёх волн [112]

$$k_{0x} = k_{1x} = k_{2x}, \quad (2.11)$$

где $k_0 = \sqrt{\epsilon\mu}(\omega/c)$, а ϵ и μ — относительные электрические и магнитные постоянные среды.

Проекция волновых векторов на ось z при

$\mu_1 = \mu_2 = 1$ и угле падения θ_0 выражается согласно (2.11) в виде

$$\begin{cases} k_{1z} = -k_{0z} = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0, \\ k_{2z} = \sqrt{(\omega/c)^2 \epsilon_2 - k_{0x}^2} = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}, \end{cases} \quad (2.12)$$

причём вектор $\vec{k}_0$ по определению веществен, а вектор $\vec{k}_{2z}$ для поглощающей среды II — комплексная величина.

Если среды I и II обе прозрачны ($\mu_1 = \mu_2 = 1$), то из (2.12) следует

$$\theta_1 = \theta_2, \quad \sin \theta_2 / \sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_1 / \epsilon_2} = v_2 / v_1. \quad (2.13)$$

Полученное соотношение (2.13) для углов падения и преломления известно как закон Снеллиуса геометрической оптики.

Рассмотрим два важных случая, когда электрическое поле $\vec{E}_0$ перпендикулярно плоскости падения xz или лежит в этой плоскости.

Если $\vec{E}_0$ перпендикулярно плоскости падения (рис. 2.1), то граничные условия на непрерывность E_y и H_x приводят к формулам Френеля

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{k_{0z} - k_{2z}}{k_{0z} + k_{2z}} E_0 = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 - \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}} E_0, \\ E_2 &= \frac{2k_{0z}}{k_{0z} + k_{2z}} E_0 = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}} E_0. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Если обе среды являются совершенными диэлектриками, то формулы Френеля принимают вид

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{\sin(\theta_2 - \theta_0)}{\sin(\theta_2 + \theta_0)} E_0, \\ E_2 &= \frac{2 \cos \theta_0 \sin \theta_2}{\sin(\theta_2 + \theta_0)} E_0. \end{aligned} \quad (2.15)$$

При расположении вектора $\vec{E}_0$ падающей волны в плоскости падения формулы Френеля видоизменяются [112],

$$\begin{aligned} H_1 &= \frac{\epsilon_2 \cos \theta_0 - \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}}{\epsilon_2 \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} H_0, \\ H_2 &= \frac{2 \epsilon_2 \cos \theta_0}{\epsilon_2 \cos \theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} H_0, \end{aligned} \quad (2.16)$$

и при прозрачности среды II записываются как

$$\begin{aligned} H_1 &= \frac{\operatorname{tg}(\theta_0 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_0 + \theta_2)} H_0, \\ H_2 &= \frac{\sin 2\theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_2) \cos(\theta_0 - \theta_2)} H_0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Для задач, решаемых СВЧ-энергетикой, часто требуется знание коэффициента отражения R , который определяется как отношение среднего по времени потока отражённой энергии к падающему потоку энергии:

$$R = \left| \vec{E}_1 \right|^2 / \left| \vec{E}_0 \right|^2. \quad (2.18)$$

При нормальном падении плоской волны на границу раздела сред ($\theta_0 = 0$) оба случая поляризации эквивалентны и

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \right|^2 = \left| \frac{1 - \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}}{1 + \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}} \right|^2. \quad (2.19)$$

Формула (2.19) справедлива как для прозрачной, так и для поглощающей среды II. Например, если облучается поверхность подсолённой воды с $\epsilon_2 = 50 - 25i$ СВЧ-мощностью с частотой

3 ГГц из атмосферы ($\epsilon_1 = 1$), то $\sqrt{\epsilon_2} = 7,275 - 1,717i$ и $R = 0,59$. Следовательно, при мощности облучения $P = 1$ МВт в воде поглощается 0,41 МВт, т.е. значительная доля падающей мощности.

При наклонном падении плоской волны на совершенный диэлектрик коэффициенты отражения определяются на основе (2.15, 2.17, 2.18) как

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_2 - \theta_0)}{\sin^2(\theta_2 + \theta_0)}, \quad R_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_2 - \theta_0)}{\operatorname{tg}^2(\theta_2 + \theta_0)}, \quad (2.20)$$

где индекс $\perp$ соответствует поляризации волны перпендикулярно плоскости падения, а индекс $\parallel$ отмечает случай, когда вектор $\vec{E}_0$ параллелен плоскости падения.

Сравнение формул (2.20) показывает, что при всех углах падения, кроме $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = \pi/2$, $R_{\parallel} < R_{\perp}$. Зависимость $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$ существенно различна. Коэффициент отражения $R_{\perp}$ монотонно возрастает по мере увеличения θ_0 , начиная от $\theta_0 = 0$, когда он равен (2.19). Коэффициент отражения $R_{\parallel}$, равный $R_{\perp}$ при $\theta_0 = 0$, по мере роста θ_0 сначала убывает, превращается в нуль при $\theta_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}$ и затем начинает монотонно возрастать.

Если отражающая среда II прозрачнее среды I ($\epsilon_2 < \epsilon_1$), то оба коэффициента отражения, как следует из формулы Френеля (2.14) и (2.16), обращаются в 1 уже при угле падения $\theta_0 = \theta_{\text{пр}} = \operatorname{arcsin} \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_1}$, который называется предельным углом полного отражения. При $\theta_0 > \theta_{\text{пр}}$ коэффициенты отражения $R_{\parallel} = R_{\perp} = 1$, т.е. наступает эффект полного отражения. Например, если плоская волна распространяется в воде с $\epsilon_1 \approx 50$, то полное отражение наступает уже при угле падения на поверхность $\theta_0 \geq \operatorname{arcsin} \sqrt{0,025} \approx 9,1^\circ$.

Основные закономерности отражения и преломления плоской волны при падении на поверхности несовершенных проводников устанавливаются на основании граничного условия Леонтовича, записанного в виде (2.10).

Коэффициент отражения в этом случае с учётом малости ζ равен [112]:

$$R_{\perp} = 1 - 4\zeta_1 \cos \theta_0. \quad (2.21)$$

Если $\vec{E}$ лежит в плоскости падения, то граничное условие Леонтовича переходит в $\zeta \vec{H}_\tau = [\vec{n}, \vec{E}_\tau]$, т.е. в $\zeta(H_0 + H_1) =$

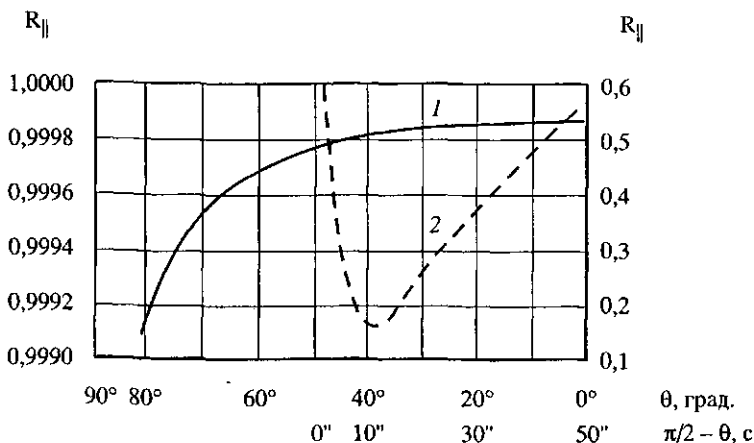


Рис. 2.2. Зависимость коэффициента отражения плоской волны, поляризованной в плоскости падения, от угла падения на поверхность медной пластины

$= (E_0 - E_1) \cos \theta_0 = (H_0 - H_1) \cos \theta_0$, откуда коэффициент отражения

$$R_{\parallel} = \left| \frac{\cos \theta_0 - \zeta}{\cos \theta_0 + \zeta} \right|^2 = 1 - \frac{4\zeta_1}{\cos \theta_0}. \quad (2.22)$$

При большом угле падения, удовлетворяющем условию $\pi/2 - \theta_0 = \varphi_0 \ll 1$,

$$R_{\parallel} = \left| \frac{\varphi_0 - \zeta}{\varphi_0 + \zeta} \right|^2; \quad (2.23)$$

и коэффициент отражения $R_{\parallel}$ достигает минимального значения

$$R_{\parallel} = \left| \frac{|\zeta| - \zeta_1}{|\zeta| + \zeta_1} \right|^2 \quad (2.24)$$

при $\varphi_0 = |\zeta| = \sqrt{(\zeta_1)^2 + (\zeta_2)^2}$.

Например, для медной пластины $\zeta = 0,380 \cdot 10^{-4}(1-i)$, $|\zeta| = 0,537 \cdot 10^{-4}$, $\zeta_1 = 0,38 \cdot 10^{-4}$ и $R_{\parallel} = 0,172$ на частоте $f = 3$ ГГц при $\theta_0 = \pi/2 - \varphi_0 = 89^{\circ}59'49''$. При нормальном падении волны в рассматриваемом случае $R_{\parallel} = R_{\perp} = 0,99985$, что близко к полному отражению.

Зависимость коэффициента отражения $R_{\parallel}$ плоской волны с частотой 3 ГГц от медной поверхности в функции угла падения θ_0 приведена на графиках рис. 2.2, из которых следует, что при больших углах падения $\theta_0 = 90^\circ - (6 \div 15)''$ коэффициент отражения $R_{\parallel}$ не превышает 0,25, а коэффициент поглощения $K = 1 - R_{\parallel}$ не мене 0,75. Именно такая часть СВЧ-энергии поглощается в скин-слое. Случай с высоким коэффициентом поглощения падающей СВЧ-мощности может быть использован в технологических установках СВЧ-энергетики для нагрева металлических пластин.

2.3. Поверхностный импеданс сверхпроводников

Впервые свойства сверхпроводников на сверхвысоких частотах были исследованы Г. Лондоном [200]. Калориметрическим методом им было исследовано поглощение в сверхпроводящем олове СВЧ-колебаний на частоте 1,2 ГГц. В дальнейшем были изучены сверхпроводящие свойства в СВЧ-диапазоне алюминия, индия, ртути, кадмия. Параллельно велись и теоретические исследования сверхпроводимости на СВЧ. Первоначально для описания процессов в сверхпроводниках использовались различные феноменологические модели и только в 50–60-е годы XX века методами микроскопической теории удалось получить более полные данные [1, 2]. Одновременное экспериментальное и теоретическое исследование позволило получить к настоящему времени достаточно полное представление о поведении сверхпроводников на СВЧ.

Как известно, даже постоянное магнитное поле проникает в сверхпроводник на глубину $10^{-5} \div 10^{-6}$ см. С увеличением частоты глубина проникновения поля в сверхпроводник растёт, однако всё время остаётся меньше глубины скин-слоя в нормальном металле. Это означает, что при любых частотах производные от составляющих поля, нормальных к поверхности сверхпроводника, велики по сравнению с производными в тангенциальных направлениях. Поэтому внутри сверхпроводника поле вблизи поверхности можно рассматривать как поле плоской волны, для которой тангенциальные составляющие электрического E_t и магнитного H_t полей связаны следующим соотношением Щукина–Леонтовича:

$$E_t = Z_s [H_n], \quad (2.25)$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности, направленный внутрь металла, Z_s – поверхностный импеданс проводника.

Как будет показано ниже, для сверхпроводников поверхностный импеданс мал, что означает малость тангенциальных составляющих электрического поля на границе сверхпроводника.

Поверхностный импеданс тесно связан с комплексной эффективной глубиной проникновения:

$$\delta = \frac{\int_0^{\infty} H dz}{H_0} = \frac{i Z_s(\omega)}{\omega \mu_0}. \quad (2.26)$$

Здесь и далее i – мнимая единица.

При комнатной температуре, когда справедлив закон Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$,

$$Z_s(\omega) = R + iX = -(1-i)\sqrt{\omega \mu_0 / 2\sigma} \quad (2.27)$$

и

$$\delta = (1+i) \frac{1}{\sqrt{2\omega \mu_0 \sigma}} = \frac{(1+i)}{2} \delta_{\text{ск}}. \quad (2.26a)$$

При этом $R = -X = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} = \frac{\omega \mu_0}{2} \delta_{\text{ск}}$. Здесь предполагается, что поле изменяется во времени по закону $e^{i\omega t}$. Действительная часть $Z_s(\omega)$ обычно называется поверхностным сопротивлением.

Из формулы (2.27) следует, что с увеличением σ поверхностное сопротивление должно уменьшаться как $1/\sqrt{\sigma}$. Однако этот вывод справедлив только при сравнительно высоких температурах, т.е. при температурах, для которых справедлив закон Ома. По-другому (2.27) можно записать в следующей форме [208]:

$$Z = A \alpha^{-1/6} (1-i), \quad (2.28)$$

где $A = \sqrt{6} \left(\frac{\omega \mu_0}{4l_0} \right)^{2/3} \left(\frac{m_0 v_F}{3n_0} \right)^{1/3}$, $\alpha = \frac{3}{4} \mu_0 \omega \cdot \left(\frac{l_0}{\sigma} \right)^2 \sigma^3$, n – число электронов проводимости в единице объема, v_F – скорость Ферми, m_0 – эффективная масса электронов, l_0 – средняя длина пробега.

Построенные в [208] графики зависимости A/R и $-A/X$ от $\alpha^{1/6}$ показали (рис. 2.3), что при малых α имеет место прямая зависимость A/R и $-A/X$ от $\alpha^{1/6} \sim \sqrt{\sigma}$, как это и следует из формулы (2.28). Однако экспериментальные данные показывают, что с увеличением температуры величины A/R и $-A/X$ растут сначала

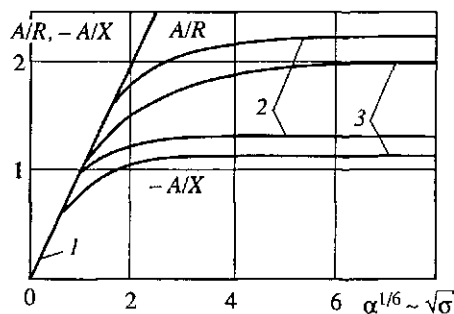


Рис. 2.3. Зависимость A/R и $-A/X$ для металлов от проводимости:

1 – классический случай, 2 – зеркальное отражение, 3 – диффузное отражение

линейно от $\sqrt{\sigma}$, а затем всё медленнее, асимптотически приближаясь к постоянным значениям, не зависящим от α . Характерным является ещё то, что в асимптотической области $R \neq -X$, а $X = -\sqrt{3}R$. Эта область называется областью аномального скин-эффекта.

В [208] было показано, что в этой области при зеркальном отражении

$$Z_3 = \frac{8}{9} \left(\sqrt{3} \frac{\mu_0^2 \omega^2 l_0}{16\pi\sigma} \right)^{1/3} (1 - i\sqrt{3}) = \frac{8}{9} R_l (1 - i\sqrt{3}),$$

а при диффузном

$$Z_\pi = \left(\sqrt{3} \frac{\mu_0^2 \omega^2 l_0}{16\pi\sigma} \right)^{1/3} (1 - i\sqrt{3}) = R_l (1 - i\sqrt{3}). \quad (2.29)$$

Явление аномального скин-эффекта ограничивает увеличение проводимости чистых металлов при низких температурах. Например, величина аномального сопротивления меди в диапазоне СВЧ только на порядок меньше величины её сопротивления при комнатной температуре.

Подробный анализ, проведённый в [208], показал, что явление аномального скин-эффекта связано с увеличением длины свободного пробега при понижении температуры. При комнатной температуре процессы столкновения происходят на расстояниях, в сотни раз меньших $\delta_{\text{ск}}$. Это означает, что изменение фазы и амплитуды поля малы и справедлива локальная связь между током и полем. Однако с уменьшением температуры длина свободного пробега l_0 , а значит, и σ увеличиваются, а толщина скин-слоя уменьшается. Может оказаться, что при

какой-то температуре связь между l_0 , $\delta_{\text{ск}}$ и током и полем не будет уже локальной, а будет описываться интегральным соотношением [208]. В этом случае распределение поля перестаёт быть экспоненциальным и не характеризуется больше величиной $\delta_{\text{ск}}$. Поле будет проникать в металл на глубину, значительно большую, чем предсказывает классическая теория.

Удобно ввести понятие эффективной глубины проникновения

$$\delta_{\text{eff}} = 2R_l / \omega \mu_0,$$

где R_l – поверхностное сопротивление, определяемое формулами (2.29). Отсюда следует, что в случае аномального скин-эффекта $\delta_{\text{eff}} \sim \omega^{-1/3}$, а не $\omega^{-1/2}$, как следует из теории нормального скин-эффекта. Необходимо отметить, что аномальный скин-эффект ($\delta_{\text{ск}} \sim l_0$) начинает проявляться при некоторых температурах T_b , зависящих от природы сверхпроводника и частоты электромагнитного поля. Для большинства металлов $T_l \approx 50 \div 60$ К и только для свинца $T_l = 14$ К.

Существенной особенностью сверхпроводников на СВЧ является то, что переход в сверхпроводящее состояние не является резким. На рис. 2.4 изображена зависимость поверхностного сопротивления алюминия от температуры и частоты [208]. По оси ординат здесь отложено отношение поверхностного сопротивления вещества в сверхпроводящем состоянии к его значению в нормальном состоянии, определяемому формулой (2.29). Из этих графиков видно, что при $\omega = 0$ и $T \rightarrow 0$ в сверхпроводящем состоянии сопротивление практически полностью исчезает. Однако на сверхвысоких частотах поверхностное сопротивление будет отлично от нуля даже при $T = 0$. Это сопротивление быстро увеличивается с увеличением частоты и в далёкой инфракрасной области, к счастью, не представляющей особенно интереса для техники СВЧ, стремится к сопротивлению металла в нормальном состоянии.

Сильное увеличение поверхностного сопротивления при увеличении частоты объясняется тем, что при определённых частотах, когда $\hbar\omega_{\text{кр}} \approx 2\Delta(0)$, где 2Δ – ширина энергетической щели сверхпроводника, начинается интенсивный процесс фотодиссоциации сверхпроводящих пар, поэтому число нормальных электронов становится конечным при сколь угодно низкой температуре. Как известно [1, 2], при низких температурах $\Delta \approx 1,76k_B T_{\text{кр}}$, поэтому $f_{\text{кр}} \approx \omega_{\text{кр}} / 2\pi \approx 3,5k_B T_{\text{кр}} / 2\pi\hbar$, где $\hbar$ и k_B – постоянные Планка и Больцмана.

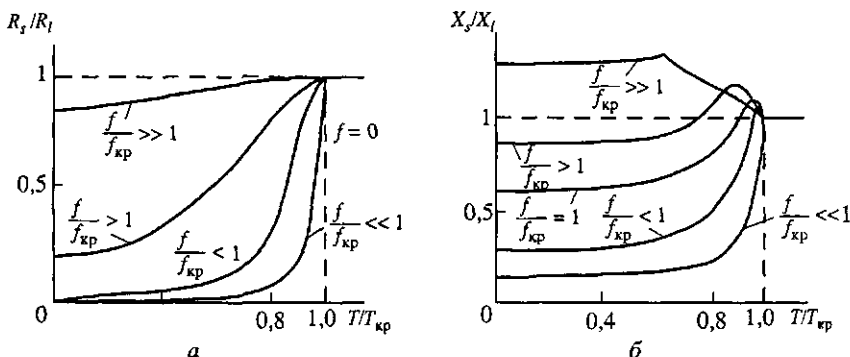


Рис. 2.4. Зависимость реальной (а) и мнимой (б) частей поверхностного импеданса алюминия от температуры и частоты

В табл. 2.3 приведены экспериментальные значения $2\Delta(0)/k_B T_{кр}$ и $f_{кр}$ для некоторых сверхпроводников.

С увеличением температуры Δ уменьшается, и поэтому интенсивное поглощение начинается при более низкой критической температуре. Видно также, что для большинства сверхпроводников отношение $2\Delta(0)/k_B T_{кр}$ немного отличается от значения 3,5, предсказываемого теорией.

Современная микроскопическая теория сверхпроводников позволяет получить выражения для глубины проникновения и импеданса $Z_s(\omega)$. Оказывается, удобно ввести некоторую функцию $F(\omega)$, через которую и глубина проникновения, и импеданс могут быть выражены наиболее просто [1, 2]:

$$\delta = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left[\frac{4m_0 \hbar v_F}{3\mu_0 e^2 n \Delta} \right]^{1/3} \text{Re}[F(\omega)]^{-1/3}, \quad (2.30)$$

$$Z_s(\omega) = -i \frac{\sqrt{3}}{2} \omega \mu_0 \left[\frac{4m_0 \hbar v_F}{3\mu_0 e^2 n \Delta} \frac{1}{F(\omega)} \right]^{1/3}. \quad (2.31)$$

Функция $F(\omega)$ сильно зависит от соотношения между величинами $\hbar\omega$, $k_B T$ и Δ .

Используя формулы для $F(\omega)$, можно определить значения для мнимой и действительной частей импеданса в любой интересующей нас области. В наиболее интересной для техники СВЧ-области изменения частоты и температуры выполняется условие $\hbar\omega \ll k_B T \ll \Delta$. В этом случае [1, 2]:

$$\frac{R_s}{R_l} = \frac{2}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{4/3} \left(\frac{\hbar\omega}{2\Delta} \right)^{4/3} \frac{2\Delta}{k_B T} \ln \frac{4k_B T}{1,78 \hbar\omega} e^{-\Delta/k_B T}. \quad (2.32)$$

Таблица 2.3

**Экспериментальные значения наиболее важных величин для
сверхпроводников**

Материал	$T_{кр}, K$	$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_{кр}}$	$f_{кр}, ГГц$
Алюминий	1,18	3,2	83
Олово	3,79	3,6	280
Тантал	4,4	3,5	300
Ванадий	5,1	3,6	382
Свинец	7,2	4,1	610
Ниобий	9,2	3,7	694

Таблица 2.4

Реальная и мнимая часть импеданса для свинца при $2\Delta/k_B T_{кр} = 4,16$

T, K	$T/T_{кр}$	$R_s \cdot 10^9, Ом$	$X \cdot 10^3, Ом$	$(R_s/R_l) \cdot 10^7$	X_s/X_l
1,44	0,2	2,55	0,797	4,379	0,2834
2,16	0,3	28,2	0,800	120,8	0,2843
2,88	0,4	150	0,807	640,4	0,2873
3,60	0,5	436	0,828	1869	0,2945
4,33	0,6	1000	0,870	4284	0,3094

В табл. 2.4 приведены более подробные значения для R_s и X_s и отношений R_s/R_l и X_s/X_l для свинца на частоте $f = 2,86$ ГГц при $2\Delta/k_B T_{кр} = 4,16$. Из таблицы видно, что поверхностное сопротивление быстро уменьшается с уменьшением температуры.

Представляет также интерес исследовать частотную зависимость поверхностного сопротивления. Из формулы (2.32) следует, что для сравнительно низких частот $R_s/R_l \approx \omega^{4/3}$. Это полностью совпадает с эмпирической зависимостью. При более высоких частотах должна иметь место следующая частотная зависимость: $R_s/R_l \approx \omega^{5/6}$. Такую зависимость можно получить, используя более общую зависимость для поверхностного импеданса.

Теория хорошо согласуется с экспериментом, если считать, что для сверхпроводников экспериментальные значения $R_{s \text{ эксп}}$, $X_{s \text{ эксп}}$ и теоретические значения связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} R_{s \text{ эксп}} &= A_1 R_{s \text{ теор}} + R_{\text{ост}} \\ X_{s \text{ эксп}} &= X_{s \text{ теор}} + B_1, \end{aligned} \quad (2.33)$$

Таблица 2.5

То же, что в табл. 2.4 при $2\Delta/k_B T_{кр} = 4,1$

T, K	$\frac{T}{T_{кр}}$	$R_{s\text{эксп}} \cdot 10^9, \text{Ом}$	$R_{s\text{теор}} \cdot 10^9, \text{Ом}$ (при $\xi_0 \rightarrow \infty$)	$\frac{R_{s\text{эксп}}}{R_{s\text{теор}}}$	$X_{s\text{эксп}} \cdot 10^9, \text{Ом}$
1,44	0,2	7,538	1,523	4,95	0,993
2,16	0,3	176,5	36,08	4,89	0,998
2,88	0,4	852	173,3	4,91	1,009
3,60	0,5	2332	465,7	5,00	1,034
4,33	0,6	5059	973,2	5,20	1,082

где A_1 и B_1 – постоянные коэффициенты, $R_{\text{ост}}$ – остаточное сопротивление, которое необходимо учитывать для малых R_s .

В табл. 2.5 приведены значения $R_{s\text{эксп}}$ и $X_{s\text{эксп}}$, вычисленные для свинца при $2\Delta/k_B T_{кр} = 4,1$.

Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими, полученными при длине когерентности $\xi_0 \rightarrow \infty$ для свинца на частоте $f \approx 3$ ГГц, можно проиллюстрировать также с помощью рис. 2.5.

Остаточное сопротивление всегда в экспериментах было мало ($R_{\text{ост}} < 2 \cdot 10^{-7}$ Ом). Из табл. 2.5 также видно, что для свинца при указанных значениях температур $R_{s\text{эксп}}/R_{s\text{теор}} \approx 5$. Аналогичные вычисления для ниобия показывают, что при $f = 2/85$ ГГц и $T = 1,85$ К отношение $R_{s\text{эксп}}/R_{s\text{теор}} \approx 12$. Для других сверхпроводников экспериментально наблюдаемое значение $R_{s\text{эксп}}$ отличается от $R_{s\text{теор}}$, но это различие менее существенно (так, это отношение равно 3,2 для олова и 1,5 для алюминия).

В последнее время были сделаны также теоретические расчёты поверхностного сопротивления для сверхпроводников, у которых параметр ξ_0 имеет конечную величину. Наиболее подробные вычисления поверхностного сопротивления на СВЧ, проведённые в [210], показали, что наилучшее совпадение между теоретическими и экспериментальными результатами получается, если связь между $R_{s\text{эксп}}$ и $R_{s\text{теор}}$ при конечном ξ_0 представить в следующей форме:

$$R_{s\text{эксп}} = A_2 R_{s\text{теор}} + R_{\text{ост}}, \quad (2.34)$$

где $R_{\text{ост}}$ – остаточное сопротивление, не зависящее от температуры, A_2 – некоторое постоянное число, близкое к единице. Величины $R_{\text{ост}}$ и A_2 вместе с шириной щели $\Delta(T)$ считались сво-

$X_{s \text{ теор}} \cdot 10^9, \text{ Ом}$	$\frac{X_{s \text{ эксп}}}{X_{s \text{ теор}}}$
0,668	1,494
0,679	1,495
0,668	1,499
0,685	1,508
0,709	1,525

бодными параметрами, которые варьировались в небольших пределах для того, чтобы получить лучшее совпадение между $R_{s \text{ эксп}}$ и $R_{s \text{ теор}}$ в широком температурном интервале. Проведённые расчёты показали, что, например, для ниобия лучшее согласование получается, если положить $2\Delta(0) = (3,72 \pm 0,01) k_B T_{\text{кр}}$, $A_2 = 0,97 \pm 0,02$, $R_{\text{ост}} = (1,94 \pm 0,12) \cdot 10^{-8} \text{ Ом}$. Вычисленные при этом значения $R_{s \text{ теор}}$ и $X_{s \text{ теор}}$ для частоты 11,2 ГГц приведены в [48].

Значения R_s на других частотах можно получить, основываясь на том, что $R_s \sim \omega^2$:

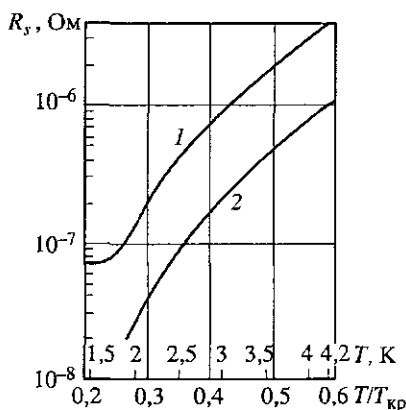
$$R_s(f) = R_{s(f=11,2 \text{ ГГц})} \frac{f^2(\text{ГГц})}{(11,2)^2}. \quad (2.35)$$

Несколько слов об остаточном сопротивлении $R_{\text{ост}}$. Как нетрудно видеть из (2.34), при низкой температуре экстремально малые поверхностные сопротивления можно поучить только в том случае, когда мало $R_{\text{ост}}$. Поэтому при изготовлении сверхпроводников с малым остаточным сопротивлением необходимо строго выполнять определённые условия. Существует много причин, определяющих эту величину. Одной из таких причин является внешнее магнитное поле, «захватываемое» при переходе в сверхпроводящее состояние. Для максимального уменьшения $R_{\text{ост}}$ необходимо, чтобы индукция внешнего магнитного поля не превышала 10^{-2} Т .

На $R_{\text{ост}}$ влияют и ферромагнитные неоднородности, и неравномерность толщины сверхпроводящего покрытия, и поверхностные неровности. Кро-

Рис. 2.5. Изменение поверхностного сопротивления свинца в зависимости от температуры при $f = 2,85 \text{ ГГц}$:

1 – эксперимент, 2 – теория



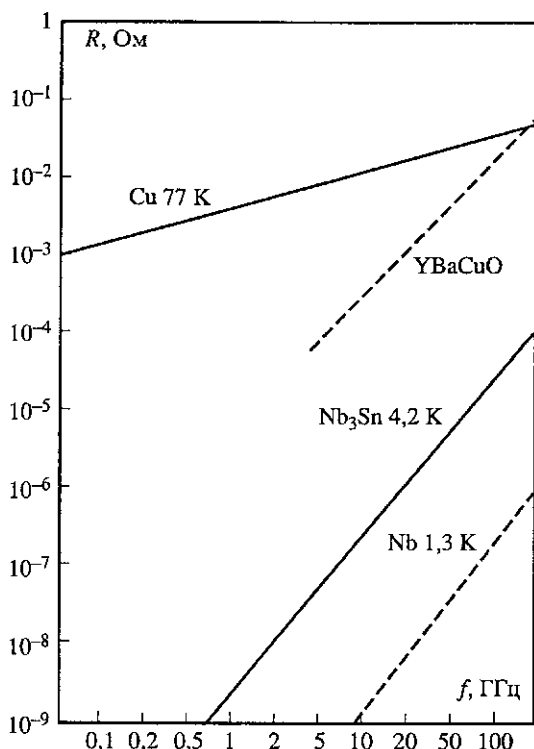


Рис. 2.6. Экспериментальные зависимости $R(f)$ для различных сверхпроводящих материалов

ме того, на остаточное сопротивление оказывают влияние дефекты в кристаллической структуре сверхпроводника. Загрязнение поверхности при длительном хранении также влияет на $R_{ост}$.

Из изложенного видно, что природа остаточного сопротивления до настоящего времени исследована очень плохо.

В последнее время интенсивно исследуются свойства вы-

сокотемпературных сверхпроводников в СВЧ диапазоне. На рис. 2.6 приведены экспериментальные результаты исследования поверхностного сопротивления $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -керамик при температуре $T = 77$ К от частоты. Здесь же для сравнения приведены результаты для образцов из Nb_3Sn и чистого ниобия при температурах $T \sim 3$ К и меньше. Как видно из этого рисунка, поверхностное сопротивление высокотемпературных сверхпроводников тоже пропорционально квадрату частоты $R_s \sim \omega^2$ и при частотах ~ 1 ГГц равно примерно $R_s \sim (10^{-5} \div 10^{-6})$ Ом. Ниже будет рассмотрено, как это можно использовать для передачи энергии на большие расстояния.

2.4. Распространение СВЧ-колебаний в обычных и сверхпроводящих волноводах

Для передачи СВЧ-мощности в энергетических установках могут быть использованы прямоугольные или круглые волноводы. Волны, существующие в таких волноводах, делятся на волны типов $E(TH)$ или $H(TE)$ и могут быть выражены через z -

составляющую электрического (для E -волн) или магнитного (для H -волн) векторов Герца Π_{zE} и Π_{zH} .

Для прямоугольных волноводов

$$\begin{aligned}\Pi_{zE} &= A_{mn} \sin \frac{m\pi}{a} x \cdot \sin \frac{n\pi}{b} y \cdot \exp(-i(\omega t - k_z z)) \\ \Pi_{zH} &= B_{mn} \cos \frac{m\pi}{a} x \cdot \cos \frac{n\pi}{b} y \cdot \exp(-i(\omega t - k_z z)).\end{aligned}\quad (2.36)$$

Здесь m и n определяют число полуволн, укладываемых вдоль оси x или y , а a и b – размеры волновода вдоль этих осей, k_z – z -я составляющая волнового вектора.

Нетрудно убедиться, что для волн любого типа числа m и n не могут одновременно равняться нулю. Для E -волн минимальное значение каждого из них в отдельности равно 1 ($m = n = 1$). Для H -волн минимальное значение одного из чисел может быть равно нулю ($m = 0, 1, \dots$, а $n = 1, 2, \dots$ или $m = 1, 2, \dots$, а $n = 0, 1, \dots$).

Аналогично для круглых волноводов радиуса a

$$\begin{aligned}\Pi_{zE} &= C_m J_m \left(\frac{v_{mn}}{a} \right) \frac{\sin(m\theta)}{\cos(m\theta)} \exp(-i(\omega t - k_z z)) \quad (\text{для } E\text{-волн}), \\ \Pi_{zH} &= D_m J_m \left(\frac{\mu_{mn}}{a} \right) \frac{\sin(m\theta)}{\cos(m\theta)} \exp(-i(\omega t - k_z z)) \quad (\text{для } H\text{-волн}).\end{aligned}\quad (2.37)$$

Здесь v_{mn} – n -й корень функции Бесселя m -го порядка

$$J_m(v) = 0,$$

а μ_{mn} – n -й корень уравнения

$$J'_m(v) = 0. \quad ;$$

Наибольший интерес представляют v_{m1} и μ_{m1} , соответствующие максимальным длинам волн.

Важным является вопрос о величине фазовых и групповых скоростей распространяющихся волн и об их критических частотах. Как известно, фазовая скорость определяется выражением

$$v_\Phi = \frac{\omega}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{k}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\lambda_B}{\lambda}, \quad (2.38)$$

а групповая – выражением

$$v_{гр} = \frac{d\omega}{dk_z} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{k_z}{k}, \quad (2.39)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны в свободном пространстве; λ_v – длина волны в волноводе.

Для прямоугольных волноводов

$$v_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{1 - (m\lambda/2a)^2 - (n\lambda/2b)^2}},$$

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \sqrt{1 - (m\lambda/2a)^2 - (n\lambda/2b)^2}.$$
(2.40)

Частоты, для которых $k_z = 0$, называются критическими. Для них $v_{\text{гр}} = 0$, $v_{\phi} = \infty$, а

$$\lambda_{\text{кр}}^{(mn)} = \frac{1}{\sqrt{(m/2a)^2 + (n/2b)^2}}.$$
(2.41)

Для круглых волноводов аналогичные выражения имеют вид

$$v_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{k}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - (v_{mn}/ka)^2}},$$
(2.42)

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \sqrt{1 - (v_{mn}/ka)^2}, \quad \lambda_{\text{кр}} = 2\pi a / v_{mn} \quad (\text{для } E\text{-волн}),$$

$$v_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - (\mu_{mn}/ka)^2}},$$
(2.43)

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \sqrt{1 - (\mu_{mn}/ka)^2}, \quad \lambda_{\text{кр}} = 2\pi a / \mu_{mn} \quad (\text{для } H\text{-волн}).$$

В табл. 2.6 приведены значения v_{mn} , μ_{mn} , $\lambda_{\text{кр}}$ и $f_{\text{кр}}$ для некоторых волн E - и H -типов в круглых волноводах [48]. Из таблицы видно, что наибольшую критическую длину в круглом волноводе имеет волна типа H_{11} . На рис. 2.7 и 2.8 показана топография электромагнитных волн в круглом и прямоугольном волноводах.

Для облучения веществ СВЧ-мощностью и для её подачи в рабочие камеры энергетических установок наиболее удобны прямоугольные волноводы, работающие на низшем (основном) типе волны H_{10} .

Значение корней функции Бесселя и их производных

Тип волны	E_{01}	E_{02}	E_{11}	H_{01}	H_{11}
v_{mn} или μ_{mn}	2,405	5,52	3,83	3,83	1,84
$\lambda_{кр}$	2,61a	1,14a	1,64a	1,64a	3,41a
$f_{кр}$	0,383	0,877	0,609	0,609	0,293
	$a \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$	$a \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$	$a \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$	$a \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$	$a \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$

Амплитуда напряжённости электрического поля бегущей волны связана с величиной передаваемой мощность P соотношением [53]

$$E_{y,0} = \sqrt{\frac{4P \cdot Z_H}{a \cdot b}}, \quad (2.44)$$

где $Z_H = Z_0 \frac{\lambda_v}{\lambda}$ – волновое сопротивление H_{01} -волны.

Для передачи СВЧ-энергии на большие расстояния предпочтительны круглые волноводы. Так как стенки волновода являются не идеальными проводниками, то поверхностные токи имеют омические потери, а мощность передаваемой волны убывает по закону

$$P(z) = P_0 \exp(-2\alpha z), \quad (2.45)$$

где α – коэффициент затухания.

Рассмотрим более подробно вопрос о затухании волн при их распространении вдоль волновода и выборе оптимальных размеров волноводов с учётом этого затухания. Как известно, для обычных волноводов затухание из-за конечной величины проводимости стенок определяется с помощью условий Щукина–Леонтовича. Если поток вектора Умова–Пойнтинга вдоль волновода обозначить через $P_{y-п}$, а потери в стенах на единицу длины волновода – через P_1 , то коэффициент затухания α можно записать в форме $\alpha = P_1/P_{y-п}$. Рассмотрим сначала волны типа E в прямоугольных и круглых волноводах. Вектор Умова–Пойнтинга для этих волн равен

$$\begin{aligned} P_{y-п} &= \frac{1}{2} \int_S \operatorname{Re}[E, H^*] dS' = \frac{1}{2} k \cdot k_z \int_S \left(\left| \frac{\partial \Pi_{zE}}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \Pi_{zE}}{\partial y} \right|^2 \right) dS' = \\ &= \frac{Z_0}{2} k \cdot k_z (k^2 - k_z^2) \int_S |\Pi_{zE}|^2 dS', \end{aligned} \quad (2.46)$$

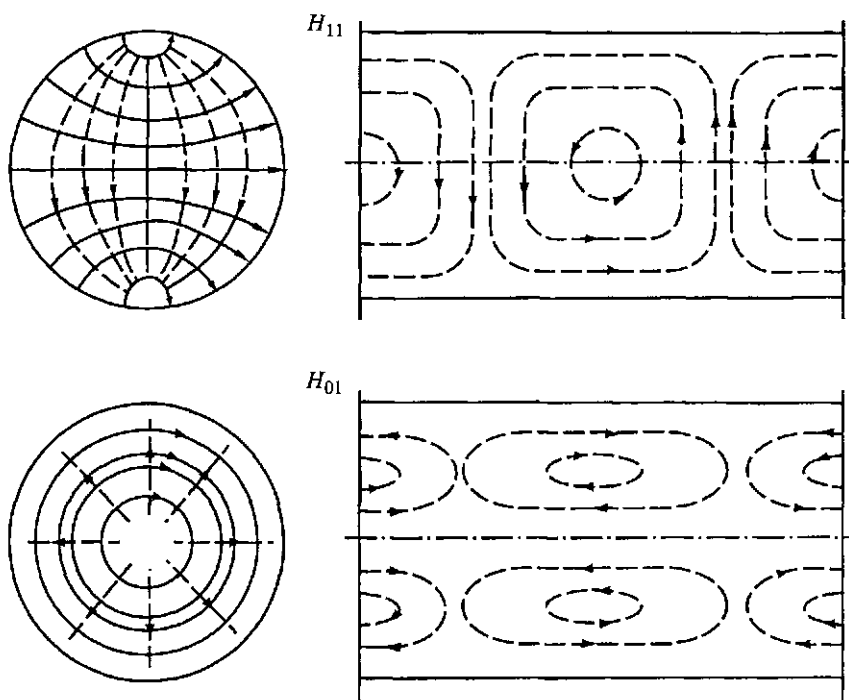


Рис. 2.7. Топография электромагнитного поля волн типа H_{11} и H_{01} в круглом волноводе

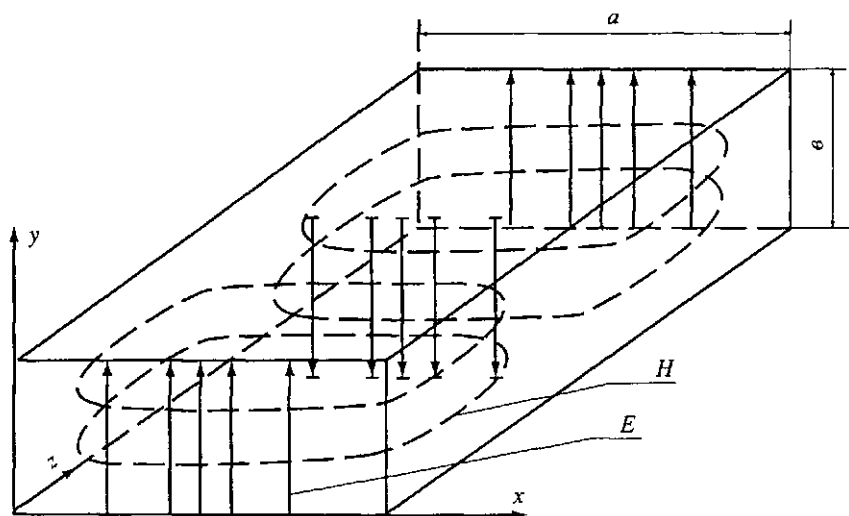


Рис. 2.8. Топография электромагнитного поля волны типа H_{01} в прямоугольном волноводе

а потери в стенках на единицу длины волны для обычных металлов равны

$$P_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma} k^2 \int \left| \frac{\partial \Pi_{zE}}{\partial n} \right|^2 dl. \quad (2.47)$$

Последний интеграл берется по контуру l , образуемому в результате пересечения волновода плоскостью $z = \text{const}$. Подставляя эти выражения в формулу для α , получим

$$\alpha^{(E)} = \frac{1}{2k_z Z_0} \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma} \cdot N^{(E)}, \quad (2.48)$$

где

$$N^{(E)} = \frac{k \int_L \left| \frac{\partial \Pi_{zE}}{\partial n} \right|^2 dl}{(k^2 - k_0^2) \int_S |\Pi_{zE}|^2 dS'}. \quad (2.49)$$

Аналогично можно определить и α для волн магнитного типа в прямоугольных и круглых волноводах,

$$\alpha^{(H)} = \frac{1}{2k_z Z_0} \sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma} N^{(H)}, \quad (2.50)$$

$$N^{(H)} = \frac{k_z^2 \int_L \left| \frac{\partial \Pi_{zH}}{\partial n} \right|^2 dl + (k^2 - k_z^2)^2 \int_L |\Pi_{zH}|^2 dl}{(k^2 - k_z^2) k \int_S |\Pi_{zH}|^2 dS'}, \quad (2.51)$$

где L — контур в поперечном сечении волновода. Необходимо отметить, что эти формулы справедливы и для волноводов произвольного сечения.

Для того, чтобы произвести качественный анализ зависимости α от частоты, удобно ввести относительную частоту $v = f / f_{кр} = (\lambda / \lambda_{кр})^{-1} = k / k_{кр}$. Так как от частоты зависят только $k(\sim v)$ и $k_z(\sim \sqrt{v^2 - 1})$, то из (2.48) следует, что для обычных волноводов

$$\alpha^{(E)} = C_0 v \sqrt{v} / \sqrt{v^2 - 1}, \quad (2.52)$$

поскольку поверхностное сопротивление стенок $\sqrt{\omega \mu_0 / 2 \sigma} \sim \sqrt{v}$.

Аналогично можно показать, что

$$\alpha^{(H)} = \frac{C_1(v^2 - 1) + C_2}{\sqrt{v}\sqrt{v^2 - 1}}. \quad (2.53)$$

Здесь C_0 , C_1 и C_2 – некоторые положительные коэффициенты. Из этих формул видно, что $\alpha^{(E)}$ и $\alpha^{(H)}$ стремятся к бесконечности при $v \rightarrow 1$, т.е. при стремлении частоты к критической затухание волн неограниченно возрастает. И хотя такой метод расчёта неприменим вблизи критических частот, тем не менее затухание сильно возрастает при $v \rightarrow 1$.

С другой стороны, при больших v $\alpha^{(E)} \sim C_0\sqrt{v}$, а $\alpha^{(H)} \sim C_1\sqrt{v}$. Это означает, что при больших частотах коэффициент затухания тоже возрастает, что возможно, если $\alpha^{(E)}$ и $\alpha^{(H)}$ при определённых v принимают минимальные значения.

Нетрудно определить, что для волн E -типа затухание достигает минимума при $v_{\min} = \sqrt{3} = 1,73$ независимо от формы волновода. Для волн H -типа минимальное значение зависит от формы волновода и для тех случаев, когда форма такова, что $C_2/C_1 = 2$, $v_{\min} = \sqrt{3+2\sqrt{2}} = 2,413$.

Необходимо отметить, что коэффициент затухания для волн магнитного типа может и не принимать минимального значения при каком-то v , если $C_1 = 0$. Для этих волн затухание будет всё время уменьшаться с увеличением v . Равенство нулю коэффициента C_1 влечёт за собой равенство нулю интеграла

$$\int_L \left| \frac{\partial \Pi_{zH}}{\partial l} \right|^2 dl = 0. \text{ Это возможно, если } \frac{\partial \Pi_{zH}}{\partial l} = 0 \text{ или } \Pi_{zH} = \text{const на}$$

всем контуре L .

В прямоугольных волноводах таких волн не существует, а в круглых ими являются волны H_{01} , H_{02} , H_{03} и т.д., для которых $\alpha^{(H_{0n})} \sim v^{-3/2}$, если $v \rightarrow \infty$. Именно этим объясняется тот факт, что такие волны используются для передачи энергии на большие расстояния. Физически малое затухание волн типа H_{0n} объясняется отсутствием у них продольных токов.

Подставив значение составляющих поля в (2.48) и (2.50), можно получить выражение для коэффициентов затухания различных волн, выразив их через размеры волноводов, v и поверхностное сопротивление. Расчёты показывают, что для круглых волноводов

$$\alpha^{(E)} = \frac{1}{a} \frac{R_s}{Z_0} \frac{v}{\sqrt{v^2 - 1}}, \quad (2.54)$$

$$\alpha^{(H)} = \frac{1}{a} \frac{R_s}{Z_0} \frac{1}{v\sqrt{v^2 - 1}} \left\{ 1 + \frac{m^2 v^2}{\mu_{mn}^2 - m^2} \right\}. \quad (2.55)$$

Соотношение (2.55) целесообразно записать для наиболее часто используемых на практике типов волн (H_{11} и H_{01} круглого волновода):

$$\alpha_{11}^{(H)} = \frac{R_s}{a \cdot Z_0} \frac{0,42 + (\lambda/\lambda_{кр})^2}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}, \quad (2.56)$$

$$\alpha_{01}^{(H)} = \frac{R_s}{a \cdot Z_0} \frac{(\lambda/\lambda_{кр})^2}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}, \quad (2.57)$$

где a – радиус волновода.

На рис. 2.9 и 2.10 приведены зависимости $\alpha^{(H)}$ от частоты f для круглых медных волноводов с радиусами $a_{11} = 42,2$ мм, $a_{01} = 87,8$ мм для волн H_{11} и H_{01} соответственно. В этих случаях $\lambda_{кр} = 0,144$ м и $R_s = \sqrt{\pi \mu_0 f_0 / \sigma}$. Здесь же приведены данные о коэффициенте затухания H_{10} – волны прямоугольного волновода.

Теперь рассмотрим более подробно те особенности, которые появляются при распространении волн в сверхпроводящих волноводах. Для этого запишем (2.48) и (2.50) в следующем виде:

$$\alpha^{(E)} = \frac{1}{2k_z} \frac{R_s}{Z_0} N^{(E)}, \quad (2.58)$$

$$\alpha^{(H)} = \frac{1}{2k_z} \frac{R_s}{Z_0} N^{(H)}, \quad (2.59)$$

где R_s – действительная часть поверхностного импеданса сверхпроводников, Z_0 – импеданс свободного пространства.

Поскольку R_s имеет более сложную, чем $\sqrt{\omega}$, зависимость от частоты, можно ожидать, что для сверхпроводящих волноводов затухание не только уменьшится по абсолютному значению, но, что более существенно, графики, характеризующие зависимость $\alpha^{(E)}$ и $\alpha^{(H)}$ от v будут иметь другой вид. Для того чтобы исследовать это, необходимо подставить в (2.58) и (2.59) значения для R_s и определить зависимость коэффициентов затухания от v . Так как зависимость поверхностного импеданса от частоты различная при разных частотах, то и $v_{\text{опт}}$ будут различные для разных областей. Исследуем более подробно две области: область аномального скинэффекта и область $\hbar\omega \ll k_B T \ll \Delta$.

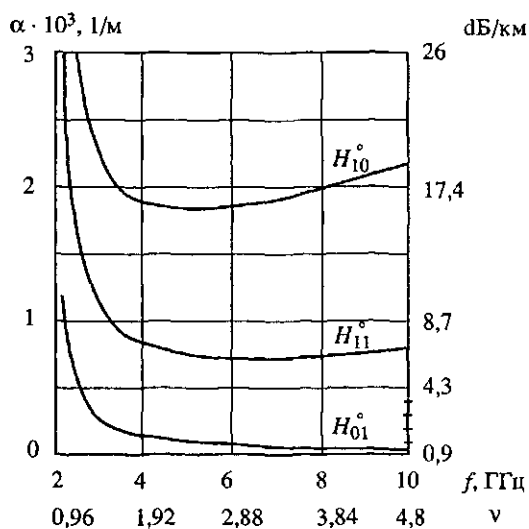


Рис. 2.9. Коэффициент затухания медных волноводов с критической длиной волны 0,144 м

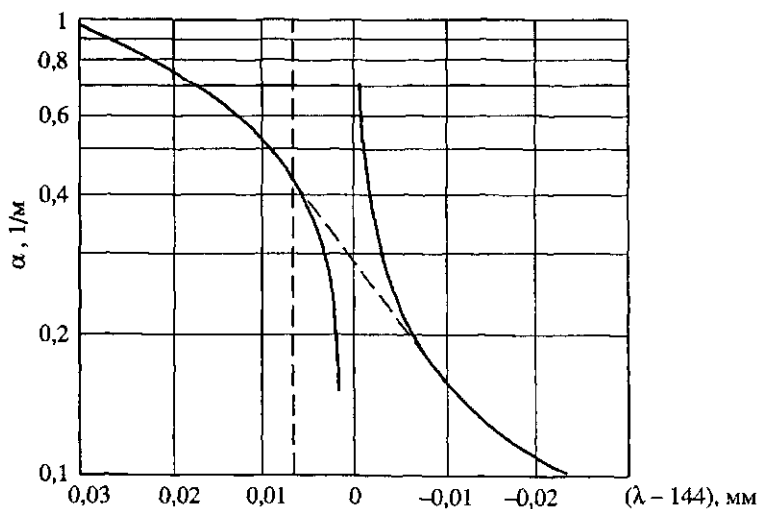


Рис. 2.10. Оценка величины коэффициента затухания волны H_{10} в переходной области для медного прямоугольного волновода сечением $72 \times 34 \text{ мм}$

Первая фактически характеризует поведение нормальных волноводов при низких температурах, а вторая является наиболее интересной для сверхпроводящих волноводов.

Как следует из [48], в области аномального скин-слоя $R_s = R_i \sim \omega^{2/3}$. Подставляя это значение R_s в (2.58) и (2.59), получаем

$$\alpha^{(E)} = C_0 v^{5/3} / \sqrt{v^2 - 1}, \quad (2.60)$$

$$\alpha^{(H)} = \frac{C_1(v^2 - 1) + C_2}{v^{1/3} \sqrt{v^2 - 1}}. \quad (2.61)$$

Из этих формул видно, что в области аномального скин-слоя для E -волн $\alpha^{(H)} = \alpha_{\min}^{(E)}$ при $v_{\min} = 1,22$. Дифференцируя, можно показать, что минимум $\alpha^{(H)}$ для H -волн имеет место при

$$\alpha_{\min}^{(H)} = \left[\left(\frac{1}{4} + \frac{C_2}{C_1} \right)^2 + \sqrt{\left(\frac{1}{4} + \frac{C_2}{C_1} \right)^2 + \left(\frac{C_1 - C_2}{2C_1} \right)^2} \right]^{1/2}. \quad (2.62)$$

Если, как предполагали выше, $C_2/C_1 = 2$, то $v_{\min}^{(H)} \sim 2,1$. Это означает, что в области аномального скин-эффекта минимальное затухание как для E -, так и для H -волн будет при меньших частотах, чем для обычных волноводов тех же размеров.

Что касается волн типа H_{0n} , то для них затухание будет по-прежнему уменьшаться с увеличением v , но только более медленно, т.е. $\alpha^{H_{01}} \sim v^{-4/3}$, если $v \rightarrow \infty$.

Рассмотрим теперь наиболее интересную для сверхпроводящих волноводов область, когда $\hbar\omega \ll k_B T \ll \Delta$. В этой области импеданс $R_s \sim \omega^2$. Подставив значение R_s в (2.58) и (2.59), можно показать, что

$$\alpha^{(E)} = C_0 v^3 / \sqrt{v^2 - 1}, \quad (2.63)$$

$$\alpha^{(H)} = \frac{v(C_1(v^2 - 1) + C_2)}{\sqrt{v^2 - 1}}. \quad (2.64)$$

Из (2.63) следует, что волны типа E имеют минимальный коэффициент затухания при $v_{\min}^{(E)} = \sqrt{3/2} = 1,22$, а волны типа H — при

$$v_{\min}^{(H)} = \left(3/4 + \sqrt{1/16 + C_2/2C_1} \right)^{1/2}.$$

Если по-прежнему $C_2/C_1 = 2$, то $v_{\min}^{(H)} = 1,335$.

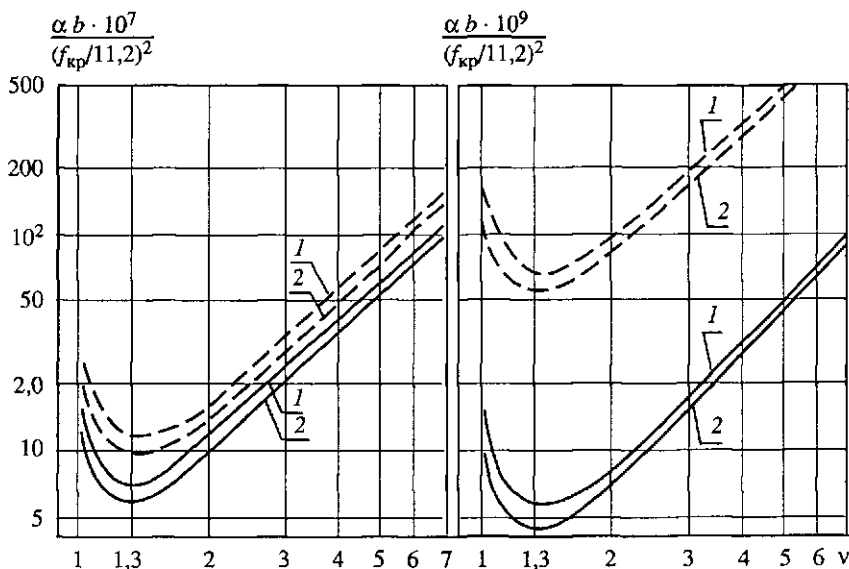


Рис. 2.11. Зависимость затухания волны типа H_{10} от изменения ν для свинцовых (штриховая линия) и ниобиевых (сплошная) волноводов прямоугольного сечения при $T = 4,2$ К (а) и $T = 1,95$ К (б); $a/b = 1$ для кривых 1 и $a/b = 2$ для кривых 2

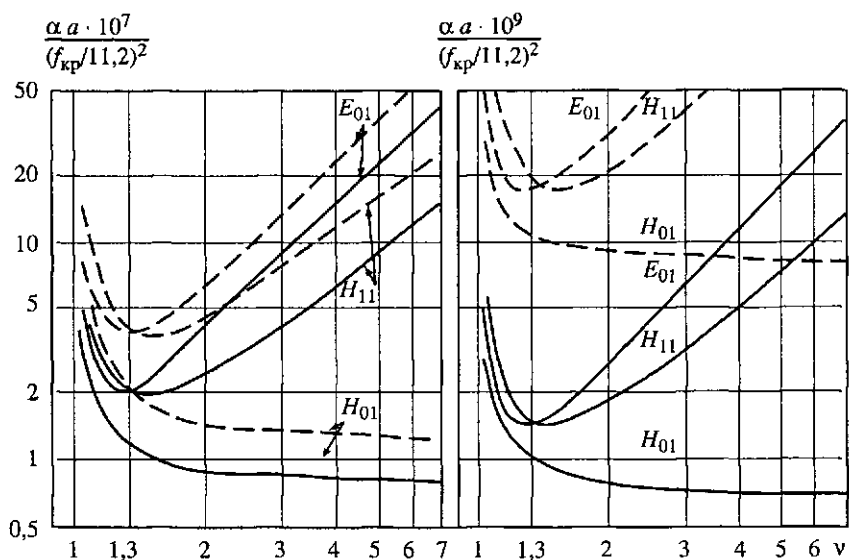


Рис. 2.12. Зависимость затухания волн типов E_{01} , H_{11} , H_{01} от ν для свинцовых (штриховая линия) и ниобиевых (сплошная) круглых волноводов при $T = 2,4$ К (а) и $T = 1,85$ К (б)

Второй интересной особенностью сверхпроводящих волноводов в широком диапазоне частот и температур является то, что для волн H_{0n} -типа коэффициент затухания не уменьшается с увеличением ν , а стремится к определённому пределу $\alpha^{(H)} \sim C_2$ при $\nu \rightarrow \infty$. Это является следствием того, что потери в сверхпроводящих волноводах сильно возрастают с увеличением частоты.

Представляет интерес также вычисление абсолютных значений коэффициента затухания сверхпроводящих гладких волноводов в определённых частотных интервалах. Такие выражения можно получить, если в формулы (2.58) и (2.59) подставить конкретные выражения для $N^{(E)}$, $N^{(H)}$ и R_S .

Так как для сверхпроводящих волноводов наибольший интерес представляет область $\hbar\omega \ll k_B T \ll \Delta$, то, подставив в формулы (2.58) и (2.59) значения для R_S из [48], можно получить выражения, позволяющие определить абсолютные значения для коэффициентов затухания в этом частотном интервале (см. рис. 2.11 и 2.12).

По оси ординат здесь отложены безразмерные величины $\alpha \cdot a / \left(\frac{f_{кр}(\Gamma\Gammaц)}{11,2} \right)^2$ для круглых волноводов, где a – радиус волновода.

При расчётах использовались поверхностные сопротивления свинца и ниобия, вычисленные для частоты $f = 11,2$ ГГц. Учитывая то, что $R_S \sim \omega^2$, было признано целесообразным внести в функцию ещё квадратичное отношение частот, взятых в гигагерцах, т.е. $(f_{кр}/11,2)^2$.

Как видно из графиков, при одинаковой температуре затухание волн в ниобиевых волноводах меньше, чем в свинцовых.

Подставляя в формулы (2.58) и (2.59) значения R_S для высокотемпературных сверхпроводников, можно определить коэффициент затухания для волноводов, изготовленных из таких сверхпроводников.

2.5. Резонаторы и их основные характеристики

Объёмные резонаторы нашли широкое применение при конструировании различных СВЧ-устройств.

Как известно, основными параметрами резонатора являются его собственная частота и добротность Q . Собственная частота определяется только геометрическими размерами. Наиболее широко используются прямоугольные и цилиндрические резона-

торы, которые могут быть получены при закорачивании в двух плоскостях волноводов, рассмотренных в разделе 2.4. Нетрудно получить выражения для волновых чисел и собственных частот таких резонаторов. Эти выражения хорошо известны и имеют для прямоугольных резонаторов вид

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \pi \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (l/h)^2},$$

$$f = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (l/h)^2}, \quad (2.65)$$

а для цилиндрических

$$k = \sqrt{\kappa^2 + (l\pi/h)^2},$$

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{l\pi}{h}\right)^2}. \quad (2.66)$$

В этих формулах $l = 0, 1, 2, \dots$ и характеризует число полу-волн в z -направлении, κ – поперечное волновое число для колебаний E - и H -типа, $\kappa = v_{mr}/a$ для колебаний типа E и $\kappa = \mu_{mr}/a$ для колебаний типа H .

В качестве колебательных систем используются также коаксиальные резонаторы, образующиеся в результате закорачивания гладких коаксиальных волноводов. Собственные частоты таких резонаторов могут быть определены из решения следующих трансцендентных уравнений:

$$J_m(\kappa a)N_m(\kappa b) - J_m(\kappa b)N_m(\kappa a) = 0 \quad (2.67)$$

для колебаний электрического типа ($H_z = 0$) и

$$J'_m(\kappa a)N'_m(\kappa b) - J'_m(\kappa b)N'_m(\kappa a) = 0 \quad (2.68)$$

для колебаний магнитного типа ($E_z = 0$).

Здесь J_m , N_m , J'_m и N'_m – функции Бесселя и Неймана m -го порядка и их производные по аргументу, a и b – внутренний и внешний радиусы волновода. Число m характеризует целое число волн по азимуту, $\kappa^2 = k^2 - (l\pi/h)^2$ – поперечное волновое число для круглых и коаксиальных резонаторов.

Следующей характеристикой резонатора является его добротность. Обычно полые резонаторы изготавливаются так, чтобы в них возбуждался только один тип колебаний. Каждый тип имеет своё распределение поля и свою картину токораспределения на внутренних стенках. Если стенки не идеальны, то при прохождении тока на них расходуется вполне опреде-

лённая энергия. Это и является причиной затухания колебаний в резонаторе. Величина затухания зависит как от плотности тока, так и от сопротивления стенок резонатора. Добротность резонансной системы по отношению к данному типу колебаний определяется как отношение запасённой энергии W к энергии, поглощаемой в стенках за период высокочастотных колебаний W_1 ,

$$Q_0 = 2\pi(W / W_1). \quad (2.69)$$

Величина Q_0 обычно называется собственной добротностью. Воспользовавшись условиями Шукина–Леонтовича для обычных резонаторов, нетрудно получить следующее выражение для Q_0 :

$$Q_0 = \sqrt{2\omega\sigma\mu_0} \frac{\int_V H^2 dV'}{\int_S H_t^2 dS'} = \frac{2}{\delta_{\text{ск}}} \frac{\int_V H^2 dV'}{\int_S H_t^2 dS'}. \quad (2.70)$$

Чтобы получить выражение для собственной добротности сверхпроводящих резонаторов, достаточно в формуле (2.70) заменить в выражении для $\delta_{\text{ск}}$ поверхностное сопротивление обычных металлов реальной частью поверхностного импеданса сверхпроводников R_s :

$$Q_0 = \frac{\mu_0\omega \int_V H^2 dV'}{R_s \int_S H_t^2 dS'}. \quad (2.71)$$

Подставляя в эту формулу значения для составляющих магнитного поля, можно получить явные выражения для добротностей колебаний E - и H -типов прямоугольных и цилиндрических резонаторов. Они имеют следующий вид.

Прямоугольные резонаторы. Колебания H -типа:

$$Q_{mnl} = \frac{\omega\mu_0}{R_s} \frac{\Sigma_1}{ah\sqrt{\Sigma_2}}, \quad (2.72)$$

где

$$\begin{aligned} \Sigma_1 = & \frac{abh}{4} \left[\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 \right] \left[\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 + \left(\frac{l}{h} \right)^2 \right]^{3/2} + \\ & + bh \left\{ \left(\frac{n}{b} \right)^2 \left(\frac{l}{h} \right)^2 + \left[\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 \right]^2 \right\} + ab \left(\frac{l}{h} \right)^2 \left[\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

$$\Sigma_2 = \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{h}\right)^2} \left\{ \left(\frac{m}{a}\right)^2 \left(\frac{l}{h}\right)^2 + \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right]^2 \right\}.$$

Если $m = 0$, а n и $l > 0$, то

$$Q_{0nl} = \frac{\omega \mu_0}{R_s} \frac{abh}{2} \frac{\left[(n/b)^2 + (l/h)^2 \right]}{(n/b)^2 (b+2a)h + (l/h)^2 b(h+2a)}. \quad (2.72a)$$

Если $n = 0$, а m и $l > 0$, то

$$Q_{mol} = \frac{\omega \mu_0}{R_s} \frac{abh}{2} \frac{\left[(m/a)^2 + (l/h)^2 \right]}{(m/a)^2 (a+2b)h + (l/h)^2 (h+2b)a}. \quad (2.72б)$$

Прямоугольные резонаторы. Колебания Е-типа:

$$Q_{mnl} = \frac{\omega \mu_0}{R_s} \frac{\left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right]}{(m/a)^2 (a+h)b + (n/b)^2 (b+h)a}. \quad (2.73)$$

Если $l = 0$, а m и $n > 0$, то

$$Q_{mno} = \frac{\omega \mu_0}{R_s} \frac{abh}{2} \frac{\left[(m/a)^2 + (n/b)^2 \right]}{(m/a)^2 (a+2h)b + (n/b)^2 (b+2h)a}. \quad (2.73a)$$

Цилиндрические резонаторы. Колебания Н-типа:

$$Q_{mnl} = \frac{\omega \mu_0 a}{2R_s} \frac{\left[\left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{h}\right)^2 \right] \left[1 - \frac{m^2}{\mu_{mn}^2} \right]}{\left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2 + \frac{2l^2 \pi^2 a}{h^3} + \frac{l^2 m^2 \pi^2}{\mu_{mn}^2 h^2} \left(1 - \frac{2a}{h} \right)}. \quad (2.74)$$

Цилиндрические резонаторы. Колебания Е-типа:

$$Q_{mnl} = \frac{\omega \mu_0}{2R_s} \frac{a}{1+2a/h} \quad (2.75)$$

и

$$Q_{mno} = \frac{\omega \mu_0}{2R_s} \frac{a}{1+a/h}. \quad (2.75a)$$

Для колебаний Е-типа $l = 0, 1, 2, \dots$, а для колебаний Н-типа $l = 1, 2, \dots$. Подставляя в эти формулы значения для R_s , можно

получить выражения для добротностей сверхпроводящих резонаторов.

Если для обычных резонаторов $R_n \sim \sqrt{f}$ и, следовательно, $Q_0 \sim \sqrt{f}$, то для сверхпроводящих резонаторов эта зависимость сложнее. Этот вывод является весьма интересным. В частности, из него следует, что для получения высокодобротных резонаторов необходимо выбирать возможно более низкие частоты (насколько это позволяет криогенная техника).

Воспользовавшись тем, что $\omega = k / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, формулу (2.71) можно записать ещё в следующем виде:

$$Q_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{R_s} A_Q = 2\pi Z_0 \frac{A_Q}{R_s}, \quad (2.71a)$$

где $Z_0 = 377$ Ом – импеданс свободного пространства,

$A_Q = \frac{\int H^2 dV'}{\lambda \int_s H_t^2 dS'}$ – коэффициент, зависящий только от формы резонатора.

Из (2.32) следует, что в наиболее интересной для СВЧ-техники области температур и частот ($k_B T \ll \hbar\omega \ll \Delta$, $k_B T \approx \hbar\omega \ll \Delta$ и $\hbar\omega \ll k_B T \ll \Delta$) выражение для добротности обратно пропорционально ω , пока $\hbar\omega \ll k_B T$, затем при $\hbar\omega \approx k_B T$ собственная добротность Q_0 почти не изменяется с частотой, а затем начинает при $\hbar\omega > k_B T$ медленно расти.

Наконец, в области очень высоких частот, которая соответствует области аномального скин-эффекта, $Q_0 \sim \omega^{1/3}$.

Наибольшее применение получили резонаторы цилиндрической формы. Если $h = 2a$, то для колебаний E -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega \mu_0 a}{4 R_s} = 2\pi \frac{Z_0}{R_s} \frac{a}{4\lambda}, \quad (2.75б)$$

$$Q_{mn0} = \frac{\omega \mu_0 a}{3 R_s} = 2\pi \frac{Z_0}{R_s} \frac{a}{3\lambda}, \quad (2.75в)$$

для колебаний H -типа

$$Q_{mnl} = \frac{\omega \mu_0 a}{2 R_s} \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{mn}^2} \right) = \frac{2\pi Z_0}{R_s} \frac{a}{2\lambda} \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{mn}^2} \right). \quad (2.74a)$$

Значения G для разных типов колебаний ниобиевых резонаторов

Тип колебаний	H_{011}	H_{111}	E_{010}	E_{011}	E_{110}	E_{111}
G , Ом	780	321	302	271	481	392

Если $m = 0$, то из этих формул следует, что

$$Q_{0n1}^{(H)} = \frac{3}{2} Q_{mn0}^{(E)}. \quad (2.76)$$

Приведённые выражения для добротностей удобно представить ещё в виде

$$Q_0 = G / R_s, \quad (2.77)$$

где G – геометрический фактор, зависящий, только от размеров резонатора и типа колебаний в нём. Так, если $h = 2a$, то параметр G может быть вычислен просто. В табл. 2.7 приведены значения G для наиболее низкочастотных колебаний цилиндрического резонатора при $h = 2a$.

Важным свойством сверхпроводящих резонаторов является их очень высокая добротность. Уже сейчас имеются резонаторы, добротность которых достигает 10^{11} . Так как техника получения низких температур приобретает всё большее значение, то можно надеяться, что сверхпроводящие резонаторы найдут самое широкое применение в ближайшем будущем. В данном разделе будут приведены данные о добротности сверхпроводящих резонаторов. Отметим, что именно эта характеристика претерпевает наибольшие изменения при замене обычных стенок резонатора на сверхпроводящие. Как и в предыдущем разделе, будем использовать для этого понятие поверхностного импеданса. Оказывается, что поверхностный импеданс очень удобен для определения как добротности сверхпроводящих резонаторов, так и смещения резонансной частоты с изменением частоты и температуры.

Подставляя в (2.77) значения G и выражения для R_s , вычисленные в предыдущем разделе, можно сразу определить величину добротности. Так, если в (2.77) подставить значения для R_s из табл. 2.7, справедливые для ниобия с учётом конечной величины параметра $\xi_0/\delta_{0,L}$, то можно определить изменение добротностей ниобиевых резонаторов при изменении температуры на частоте $f = 11,2$ ГГц (табл. 2.8).

Если предположить, что с изменением частоты поверхностное сопротивление будет изменяться как ω^2 , то с помощью

Таблица 2.8

Изменение добротностей различных типов колебаний ниобиевых резонаторов

$T/T_{кр}$	$Q_0^{(H_{011})}$	$Q_0^{(H_{111})}$	$Q_0^{(E_{010})}$	$Q_0^{(E_{011})}$	$Q_0^{(E_{110})}$	$Q_0^{(E_{012})}$	$Q_0^{(E_{111})}$
0,96	$3,47 \cdot 10^5$	$1,43 \cdot 10^5$	$1,34 \cdot 10^5$	$1,21 \cdot 10^5$	$2,14 \cdot 10^5$	$1,66 \cdot 10^5$	$1,74 \cdot 10^5$
0,94	$4,75 \cdot 10^5$	$1,95 \cdot 10^5$	$1,84 \cdot 10^5$	$1,65 \cdot 10^5$	$2,93 \cdot 10^5$	$2,27 \cdot 10^5$	$2,39 \cdot 10^5$
0,90	$7,8 \cdot 10^5$	$3,21 \cdot 10^5$	$3,02 \cdot 10^5$	$2,71 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^5$	$3,72 \cdot 10^5$	$3,92 \cdot 10^5$
0,86	$1,23 \cdot 10^6$	$5,07 \cdot 10^5$	$4,76 \cdot 10^5$	$4,28 \cdot 10^5$	$7,58 \cdot 10^5$	$5,86 \cdot 10^5$	$6,18 \cdot 10^5$
0,80	$1,95 \cdot 10^6$	$7,9 \cdot 10^5$	$7,53 \cdot 10^5$	$6,78 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$	$9,8 \cdot 10^5$
0,70	$3,94 \cdot 10^6$	$1,61 \cdot 10^6$	$1,52 \cdot 10^6$	$1,37 \cdot 10^6$	$2,43 \cdot 10^6$	$1,88 \cdot 10^6$	$1,98 \cdot 10^6$
0,60	$7,75 \cdot 10^6$	$3,18 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$2,69 \cdot 10^6$	$4,77 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$	$3,89 \cdot 10^6$
0,45	$2,38 \cdot 10^7$	$9,8 \cdot 10^6$	$9,2 \cdot 10^6$	$8,28 \cdot 10^6$	$1,47 \cdot 10^7$	$1,13 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$
0,40	$4,15 \cdot 10^7$	$1,71 \cdot 10^7$	$1,61 \cdot 10^7$	$1,44 \cdot 10^7$	$2,56 \cdot 10^7$	$1,98 \cdot 10^7$	$2,09 \cdot 10^7$
0,30	$1,78 \cdot 10^9$	$7,28 \cdot 10^7$	$6,88 \cdot 10^7$	$6,19 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	$8,48 \cdot 10^7$	$8,95 \cdot 10^7$
0,20	$3,16 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$	$1,22 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,95 \cdot 10^9$	$1,51 \cdot 10^9$	$1,59 \cdot 10^9$
0,10	$2,4 \cdot 10^{13}$	$9,86 \cdot 10^{12}$	$9,28 \cdot 10^{12}$	$8,35 \cdot 10^{12}$	$1,48 \cdot 10^{13}$	$1,15 \cdot 10^{13}$	$1,21 \cdot 10^{13}$

Таблица 2.9

Значения G/f^2 для разных типов колебаний ниобиевых резонаторов

Тип колебаний	H_{011}	E_{010}	E_{011}	H_{111}	E_{110}	E_{111}	E_{012}
$f_{рез}, ГГц$	5,18	3,0	3,6	3,03	4,8	5,18	4,97
$G/f^2, Ом/ГГц^2$	29,1	33,5	20,9	34,9	20,8	14,6	15,1

этой таблицы можно определить значение добротностей ниобиевых резонаторов и для других частот. Необходимо отметить, что охлаждение до более низких температур приводит к увеличению добротности только тогда, когда R_s при этой температуре больше остаточного сопротивления $R_{ост}$. Из таблицы видно, что при малых $T/T_{кр}$ добротности могут достигать величин 10^{13} , если остаточным поверхностным сопротивлением можно пренебречь.

Аналогично могут быть определены добротности свинцовых резонаторов. Так как для тех же частот и температур $R_s(Pb) > R_s(Nb)$, то при одинаковых геометрических факторах всегда будет иметь место неравенство $Q_0(Nb) > Q_0(Pb)$.

Полученные выше результаты позволяют сравнить добротности всех типов колебаний в каком-то вполне определённом резонаторе, чтобы найти тот из типов колебаний, при котором добротность резонатора будет максимальной. Для этого достаточно сравнить величины G/f^2 для каждого типа колебаний.

Нетрудно показать, что если в цилиндрическом резонаторе $h = 2a = 7,6$ см, то G/f^2 для всех типов могут быть определены из табл. 2.9.

Отсюда видно, что наибольшая добротность сверхпроводящего цилиндрического резонатора определённых размеров будет при H_{111} -типе колебаний.

2.6. Теплофизические и электрофизические аспекты СВЧ-нагрева

В последнее время проявляется большой интерес к достижению высоких температур ($1000 \div 1400$ °С) в материалах с помощью резонаторных систем. Размещение диэлектрических материалов с достаточно большим тангенсом диэлектрических потерь внутри объёмных резонаторов позволяет использовать практически всю СВЧ-энергию питающего генератора для нагревания использованных образцов. Эта новая и очень привлекательная особенность СВЧ-печей позволяет надеяться, что резонаторные полости пригодны для нагревания образцов и до более высоких температур (~ 3000 °С) без использования тугоплавких материалов в конструктивных элементах таких печей. Сделаем оценку указанной возможности.

Пусть внутри объёмного резонатора (например, цилиндрического) расположен некоторый диэлектрик с потерями, который следует нагреть до высокой температуры, вводя в резонатор определённую СВЧ-мощность P_r . В общем случае эта мощность идёт на нагревание диэлектрика P_d , нагревание стенок резонатора $P_{ст}$ и компенсацию радиационного излучения $P_{изл}$:

$$P_r = P_d + P_{ст} + P_{изл}. \quad (2.78)$$

При сравнительно низких температурах $P_{изл} \ll P_d$, а КПД передачи мощности питающего генератора диэлектрическому заполнению $\eta = \frac{P_d}{P_r} = \frac{P_d}{P_d + P_{ст}}$. Пусть тонкий диэлектрический

диск расположен в объёмном диэлектрическом резонаторе радиуса R с колебаниями H_{01p} так, что его поверхности касательны электрическому полю $E_\phi(r, z)$, а центр симметрии имеет координату $z = \frac{\lambda_v}{4}q$, где $q = 1, 3, 5, \dots$. Если радиус диска $r_d \approx R$, а его толщина $t_d \leq 0,05\lambda_v$ (λ_v – длина волны в волноводе), то можно

показать, что

$$\eta = \left\{ 1 + \frac{\left[1 + \left(\frac{2\pi}{\mu_{01}} \right)^2 \left(\frac{R}{L} \right)^3 \frac{1}{2p} \right] \frac{R_s}{Z_0} \frac{V_L}{V_d}}{2\pi \epsilon' \operatorname{tg} \delta \left(\frac{2\pi}{\mu_{01}} \right)^2 \left(\frac{R}{\lambda} \right)^3} \right\}^{-1}, \quad (2.79)$$

где μ_{01} – корень функции Бесселя J_1 , $L = \lambda_b/2$ – минимальная длина H_{01p} -резонатора, $p = 1, 2, 3, \dots$, $V_L = \pi R^2 L$ – объем резонатора, $V_d \leq \pi R^2 t_d$ – объем диэлектрического заполнения, R_s – поверхностное сопротивление резонатора, Z_0 – волновое сопротивление свободного пространства. Для практических оценок выражение (2.79) целесообразно переписать для резонатора с медным корпусом, оптимизированного по параметру $E_\phi(r, z)/\sqrt{P_r Q}$ (Q – добротность резонатора). Геометрические размеры резонатора при $\lambda = 122,56$ мм имеют значения: $R = 89/24$ мм, $L = 111,6$ мм.

Окончательно для η получается

$$\eta = 1 - \frac{(1 + 0,688/p) \cdot 0,527 \cdot 10^{-5}}{\epsilon' \operatorname{tg} \delta} \cdot \frac{V_L}{V_d}. \quad (2.80)$$

Из последнего соотношения видно, что для керамик с типичными значениями $\epsilon' = 3,7$ и $\operatorname{tg} \delta = 0,05$ высокий кпд нагревателя ($\eta \geq 0,95$) достигается уже при коэффициенте заполнения резонатора $V_d/V_L = 10^{-3}$.

Однако это справедливо только до тех пор, пока можно пренебречь излучением нагреваемого образца. С увеличением его температуры (например, до $2000 \div 3000$ °C) тепловое излучение резко возрастает, что казалось бы приводит к снижению преимуществ СВЧ-нагрева, поскольку вся СВЧ-мощность, необходимая для поддержания нагрева, расходуется на компенсацию излучения и не зависит от способа нагревания.

Для определения мощности генератора фактически необходимо пользоваться формулой, учитывающей как коэффициент черноты тела ϵ_c , так и степень черноты поверхности резонатора ϵ_{cs} , окружающего нагретое тело. Тогда

$$P_r = \epsilon_c \sigma S (T^4 - T_{cr}^4) \epsilon_{cs}, \quad (2.81)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·град⁴) – постоянная Стефана–Больцмана, S – площадь поверхности тела, T , T_{cr} – температура тела и температура стенок резонатора соответственно.

Для высокотемпературных несовершенных диэлектриков $\epsilon_c \approx 0,8$, и степень черноты поверхности корпуса объёмного резонатора может быть легко доведена до $\epsilon_{cs} \approx 0,05$. Из формулы (2.81) следует, что если образец нагревать до определённой температуры T в резонаторах с высокой отражающей способностью стенок корпуса, существенно превышающей отражательную способность стенок муфельных печей традиционных конструкций, то энергетические преимущества высокотемпературного СВЧ-нагрева сохраняются.

Следующим важным вопросом является проблема обеспечения большого перепада температур между нагретым телом и стенами резонатора, которые желательно удерживать при температуре $\leq 100^\circ\text{C}$. Указанную проблему можно решить при использовании керамических держателей тигля, на котором размещён нагреваемый образец. Очевидно, что тигель и держатели должны быть выполнены из тугоплавких керамик с малым значением $\text{tg}\delta$, чтобы избежать потерь СВЧ-мощности на их нагревание. С другой стороны, держатели должны быть выполнены из материала с малой теплопроводностью λ_r , иметь небольшое поперечное сечение S и достаточно большую длину l . Произведём конкретные расчёты для СВЧ-нагревателя, конструкция которого была использована выше для оценки энергетического КПД по формуле (2.80) и дополнена тремя держателями тигля, выполненными из керамических стержней сечением $S = 1 \text{ см}^2$, длиной $l = 3\lambda_w/4 = 0,16 \text{ м}$ и присоединяющих тигель к торцевой стенке резонатора.

Кондуктивные тепловые потери через три держателя тигля с указанными размерами при типичном для керамик значении $\lambda_r = 2 \text{ Вт/(м·град)}$ составят $q_s = 5,8 \text{ Вт}$.

Радиационные потери одного держателя при линейном распределении температуры по его длине l составят

$$P_{\text{дер}} = \frac{\sigma \Pi l}{5(T - T_{\text{ст}})} (T^5 - T_{\text{ст}}^5) \epsilon_c \epsilon_{\text{дз}}. \quad (2.82)$$

При подстановке в формулу (2.82) периметра держателя $\Pi = 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$, $l = 0,16 \text{ м}$ и других величин, указанных выше, получаются суммарные радиационные потери от держателей: $P_{\text{дз}} = 171 \text{ Вт}$. Полные тепловые потери нагревательного устройства в стационарном режиме составят $P_{\text{гс}} = 2,45 \text{ кВт}$. При КПД передачи СВЧ-мощности питания резонатора нагреваемому материалу $\eta = P/P_d \geq 0,9$, оценённом при анализе формулы (2.80), мощность СВЧ-питания рабочей камеры составит $P_r \geq 2,6 \text{ кВт}$. На практике мощность СВЧ-питания должна быть несколько

больше минимально необходимых 2,6 кВт, чтобы сократить время переходного процесса нагревания материала от начальной температуры ≈ 293 К до 2000 К. В рассмотренном примере для нагревания 150 см^3 несовершенного диэлектрика до температуры $2 \cdot 10^3$ К в цилиндрической рабочей камере объёмом 11,2 л достаточна мощность СВЧ-питания $P = 3,0$ кВт.

Практическая реализация высокотемпературных СВЧ-нагревателей связана также с гарантированным обеспечением электрической прочности их рабочих камер. Для резонаторных рабочих камер с колебаниями H_{01p} параметр напряжённости максимального электрического поля при $V_d/V_L \leq 10^{-2}$ определяется в виде

$$\frac{E_{\varphi}^{(\max)}}{\sqrt{P_r Q}} = 12,6 [\text{Ом}^{1/2}] \sqrt{\frac{\pi \lambda}{V_L}}. \quad (2.83)$$

Собственная добротность резонатора, частично заполненного диэлектриком в виде тонкого диска, определяется по формуле

$$Q = \frac{V_L P}{\lambda^3 \left(\frac{\mu_{01}}{2\pi} \right)^2 \frac{R_s}{Z_0} \cdot \frac{L}{R} \left[1 + \frac{1,344}{p} \left(\frac{R}{L} \right)^3 \right] + 2V_d \epsilon' \text{tg} \delta}. \quad (2.84)$$

При $p \leq 10$ первый член знаменателя (2.84) по крайней мере на порядок меньше второго члена и

$$Q \approx \left(2\epsilon' \text{tg} \delta \frac{V_d}{V_L} \right)^{-1}.$$

Для рассмотренного выше СВЧ-нагревателя ($\epsilon' = 3,7$, $\text{tg} \delta = 0,05$, $V_d/V_L = 1,3 \cdot 10^{-2}$) величина $Q = 210$ и максимальная напряжённость электрического поля согласно (2.83) получится при $P_r = 3$ кВт, $V_L = 11,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, $\lambda = 0,1224$ м равной $E_{\varphi}^{(\max)} = 590$ В/см. Таким образом, электрическая прочность рабочих камер СВЧ-нагревателей гарантируется как при работе под вакуумом, так и в случае их заполнения инертным газом при атмосферном давлении, в том числе и при увеличении мощности СВЧ-питания до 50÷100 кВт.

В заключение следует сделать несколько замечаний о выборе типа резонатора и типа используемой в нём электромагнитной волны. По-видимому, в процессе нагревания будет меняться как $\text{tg} \delta$, так и диэлектрическая проницаемость образца.

Это приведёт к работе генератора на нагрузку, входное сопротивление которой меняется. Отмеченный факт будет оказывать менее сильное влияние в том случае, если в резонаторе возбуждается один из высших типов колебаний, например H_{0mp} . Только в этом случае изменение ϵ' и связанное с этим изменение собственной частоты рабочей камеры не приведёт к нарушению устойчивой работы СВЧ-генератора и подачи в резонатор всей его мощности на протяжении всего цикла нагрева.

ЗАДАЧИ

Задача № 4. Плоская волна распространяется между двумя параллельными проводящими пластинами в свободном пространстве. В направлении распространения волны пространство между плоскостями заполняется фторопластом ($\epsilon = 2$, $\mu = \mu_0$). Определить угол φ плоскости срезы фторопластового заполнения, обеспечивающего коэффициент стоячей волны $\rho > 10$.

Задача № 5. Оцените отношение коэффициентов затухания ниобиевого коаксиального кабеля на основной ТЕМ-волне, если сначала он работает при комнатной температуре, а затем его центральный проводник переводится в сверхпроводящее состояние. При расчётах принять $a/b = 4$, где a – внутренний радиус наружного цилиндра, b – радиус центрального проводника. Коэффициент затухания кабеля с воздушным заполнением

$$\alpha = \frac{1}{4\pi Z_k} \left(\frac{R_{sa}}{a} + \frac{R_{sb}}{b} \right), \text{ где } R_{sa} \text{ и } R_{sb} - \text{поверхностное сопротивление}$$

внешней оболочки и центрального проводника соответственно, Z_k – волновое сопротивление коаксиальной линии.

Задача № 6. Определить коэффициент затухания плоской волны, поляризованной перпендикулярно к плоскости падения и распространяющейся между двумя параллельными медными пластинами с углом падения $\theta_0 = 15^\circ$. Расстояние между пластинами $2h = 0,1$ м, частота колебаний $f = 3$ ГГц.

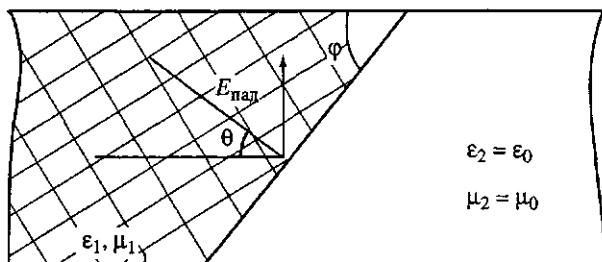


Рис. к задаче № 4

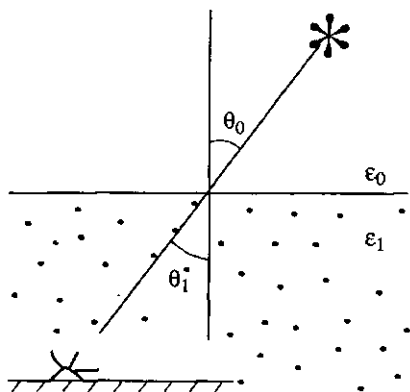


Рис. к задаче № 8

У к а з а н и е. Для меди проводимость $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ $\text{л/}(\text{Ом} \times \text{м})$, $\mu = 1$. Действительная часть комплексно-диэлектрической проницаемости проводников в системе СИ:

$$\epsilon' = \frac{\sqrt{\mu\mu_0\pi f/\sigma}}{Z_0}.$$

Задача № 7. Определить коэффициент прохождения плоской волны (по потоку мощности) через тонкую ($t \leq 0,01\lambda$) кварцевую пластину

при нормальном падении. Диэлектрические характеристики кварца на частоте 3 ГГц: $\epsilon_1 = 3,8$, $\text{tg}\delta = 10^{-4}$.

Задача № 8. Светило, находящееся на зенитном расстоянии $45^\circ 30'$, наблюдают с помощью радиотелескопа через слой плотного тумана с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon^* = 1,02 - 0,001i$. Определить зенитное расстояние светила, измеряемое радиотелескопом.

Глава 3

НЕПРЕРЫВНАЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА

3.1. Поглощение СВЧ-энергии в рабочих камерах установок

Технологические процессы, связанные с применением СВЧ-энергетики, основаны на поглощении мощности облучающей волны. Обрабатываемый материал является несовершенным проводником или несовершенным диэлектриком, причём потери мощности в нём равны [47]

$$P_d = \omega \epsilon_0 \epsilon_1 \operatorname{tg} \delta \int_V |E_d|^2 dV = \omega \epsilon_0 \epsilon_1 \operatorname{tg} \delta \int_V (E_z^2 + E_{x,y}^2)_d dV, \quad (3.1)$$

где E_d – амплитудное значение напряжённости электрического поля в диэлектрике, а средние потери мощности за период колебаний $\bar{P}_d = \frac{1}{2} P_d$.

В электродинамике СВЧ широко известно решение задач о потерях при сплошном заполнении волноводных линий и резонаторов несовершенным диэлектриком. Например, коэффициент затухания в прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} , обусловленный его заполнением диэлектриком, выражается при $\epsilon_2 \leq 0,2\epsilon_1$ как

$$\alpha_d \cong \frac{\pi \epsilon_1}{\lambda} \frac{\operatorname{tg} \delta}{\sqrt{\epsilon_1 - (\lambda/2a)^2}} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta}{\lambda \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2 / \epsilon_1}}. \quad (3.2)$$

Собственная добротность объёмного резонатора, полностью заполненного диэлектриком,

$$1/Q_0 = 1/Q_{np} + 1/Q_d = 1/Q_{np} + \operatorname{tg} \delta, \quad (3.3)$$

где $Q_{\text{пр}}$ – собственная добротность, обусловленная потерями в проводнике корпуса резонатора.

Соотношение потерь мощности в диэлектрике и корпусе, как следует из (3.3), $P_d/P_{\text{пр}} = Q_{\text{пр}}/Q_d = Q_{\text{пр}} \operatorname{tg} \delta$. Кнд передачи энергии диэлектрическому заполнению резонатора

$$\eta = (1 + Q_d / Q_{\text{пр}})^{-1}. \quad (3.4)$$

Несовершенные диэлектрики, имеющие в своём составе воду, обладают весьма большими потерями. Например, волновод сечением $a \times b = 72 \times 34$ мм имеет при $\lambda = 0,1$ м и заполнении древесиной ($\epsilon_1 = 2,4$, $\operatorname{tg} \delta = 0,15$) коэффициент затухания $\alpha_d = 8 \text{ м}^{-1} = 69 \text{ дБ/м}$, что более чем на два порядка превосходит затухание за счёт потерь в проводящих стенках волновода. При заполнении объёмного резонатора с $Q_{\text{пр}} \sim 10^3 \div 10^4$ диэлектриком такого же типа его добротность согласно (3.3) снижается примерно до 10, и он практически теряет резонансные свойства.

Значительный коэффициент затухания, обусловленный сплошным диэлектрическим заполнением, приводит к резкой неоднородности тепловыделения по длине обрабатываемого изделия $dP_d/dz \sim \exp(-2\alpha_d z)$, что неприемлемо для технологических процессов. Устранение указанного недостатка достигается либо частичным заполнением рабочих объёмов установок СВЧ-энергетики – прямоугольных волноводов и резонаторов, либо правильным выбором толщины материала, облучаемого плоской волной в свободном пространстве.

На рис. 3.1 показано частичное заполнение прямоугольного волновода с волной H_{10} диэлектрической пластиной, расположенной на широкой стенке волновода. При расчёте мощности потерь или коэффициента затухания волны с помощью формулы (3.2) следует учесть граничное условие на нормальную составляющую электрического поля на границе диэлектрика $E_1 = E_0/\epsilon_1$, выражения для составляющей E_y волны H_{10} (1.34), (1.35) и связь коэффициента затухания α_d с потерями мощности $\alpha_d = 0,5 dP_d/P_0$. Окончательно получается

$$\alpha_1 = \frac{\pi \operatorname{tg} \delta \Delta b}{\lambda \epsilon_1 b} \frac{1}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}, \quad (3.5)$$

где Δb – толщина пластины диэлектрического заполнения.

Другой практически важный случай заполнения волновода показан на рис. 3.2, где тонкая диэлектрическая пластина перекрывает его высоту и располагается симметрично относительно боковых стенок. Согласно граничным условиям

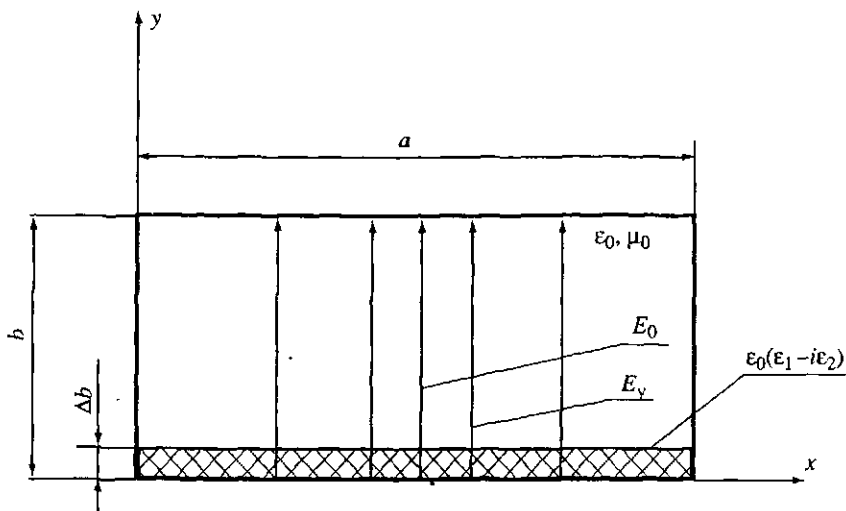


Рис. 3.1. Частичное заполнение прямоугольного волновода пластиной несовершенного диэлектрика, нормальной к вектору электрического поля

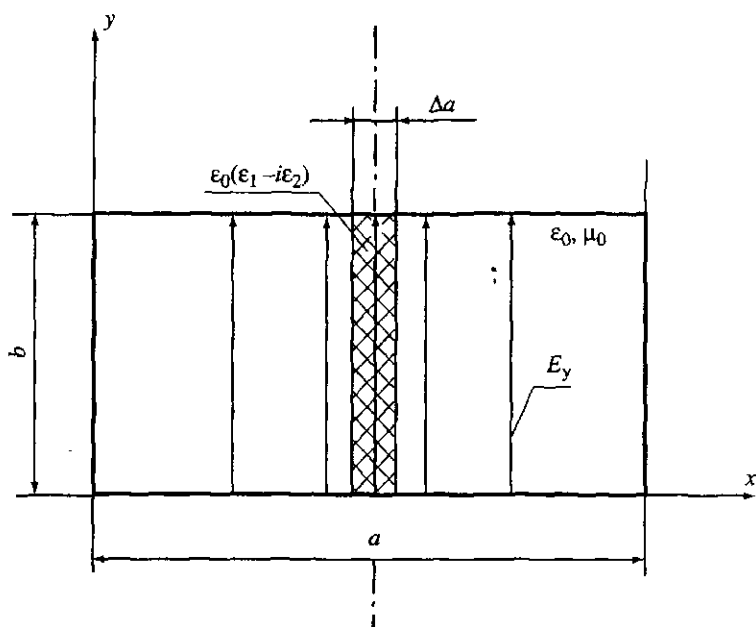


Рис. 3.2. Частичное заполнение прямоугольного волновода пластиной несовершенного диэлектрика, расположенной вдоль вектора максимальной напряжённости электрического поля волны типа H_{10}

$E_1 = E_0$ и коэффициент затухания при $\Delta a/a \leq 0,2$ равен

$$\alpha_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda} \varepsilon_1 \frac{\Delta a}{a} \operatorname{tg} \delta [1 - (\lambda/2a)^2]^{-1/2} = \frac{2\pi}{\lambda} \varepsilon_2 \frac{\Delta a}{a} [1 - (\lambda/2a)^2]^{-1/2}, \quad (3.6)$$

где Δa – толщина пластины.

Оценим величину затухания в волноводе стандартного сечения $\alpha \times b = 0,220 \times 0,104$ м при $f = 1$ ГГц и его частичном заполнении деревянными листами толщиной

$$\Delta b/b = \Delta a/a = 0,1 \quad (\varepsilon_1 = 2,4, \operatorname{tg} \sigma = 0,15).$$

При расположении листов на широкой стенке волновода $\alpha_1 = 0,19 \text{ м}^{-1} = 1,7 \text{ дБ/м}$, а при их расположении симметрично боковым стенкам волновода $\alpha_{\parallel} = 1,0 \text{ м}^{-1} = 8,68 \text{ дБ/м}$. Полученные величины коэффициента затухания позволяют разработать СВЧ-сушилки с широким спектром технико-экономических характеристик.

Поглощение СВЧ-мощности при облучении несовершенного диэлектрика легко определить по формулам теории отражения и преломления плоской волны, изложенной в разделе 2.1. Например, если облучается сырая древесина с $\varepsilon = 5 - 1,5i = 5(1 - i \operatorname{tg} \delta) = 5(1 - 0,30i)$, то при нормальном падении плоской волны на её поверхность коэффициент отражения согласно (2.19) есть $R = 0,164$, а поток поглощённой мощности $P_d = (1 - R)P_0 = 0,836P_0$, где P_0 – поток мощности облучения. Коэффициент затухания плоской волны в несовершенном диэлектрике

$$\alpha_d = \pi f \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_0 \mu_0} \operatorname{tg} \delta = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_1} \operatorname{tg} \delta, \quad (3.7)$$

и при $\lambda = 0,30$ м $\alpha_d = 3,5 \text{ м}^{-1} = 30 \text{ дБ/м}$. Поток поглощаемой мощности, достигшей координаты z внутри диэлектрика, определяется после дифференцирования потока падающей мощности:

$$\begin{aligned} P_d(z) &= (1 - R)P_0 \exp(-2\alpha_d z), \\ -dP_d/dz &= (1 - R)P_0 2\alpha_d \exp(-2\alpha_d z) = \\ &= 2(1 - R)\alpha_d P_0 \exp(-2\alpha_d z). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Он резко неоднороден по глубине диэлектрической пластины.

Для достижения в материале приемлемой однородности поглощения мощности облучения и тепловыделения используют проводящую плоскость, прижатую ко второй поверхности материала (рис. 3.3). При такой конструкции непоглощённый в

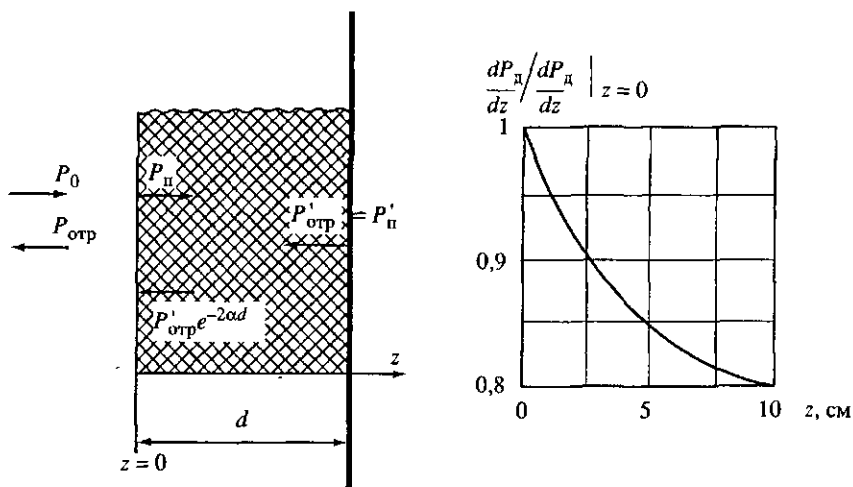


Рис. 3.3. Поглощение плоской волны в несовершенном диэлектрике при нормальном падении на его поверхность

пластине толщиной d поток мощности облучения отражается практически полностью от проводящей плоскости и снова поглощается пластиной. Плотность поглощаемой мощности определяется без учёта вторичных отражений,

$$-\frac{dP_n}{dz} \frac{1}{(1-R)P_0} \cong 2\alpha_n \exp(-2\alpha_n z)[1 + \exp(-4\alpha_n(d-z))], \quad (3.9)$$

и может быть существенно выровнена при правильном выборе толщины обрабатываемого материала. Толщина материала выбирается так, чтобы коэффициент затухания α_n обеспечивал на толщине d затухание проходящей мощности примерно в два раза. Если облучается древесина с указанными выше характеристиками ($\epsilon_1 = 5$, $\operatorname{tg} \delta = 0,3$), то условие $\exp(-2\alpha_n d) = 1/2$ выполняется при толщине $d = -\ln(1/2)/(2\alpha_n) = 0,10$. Отношение плотностей поглощаемой мощности

$$\frac{dP_n}{dz} \bigg|_{z=0} \text{ к } \frac{dP_n(z)}{dz}$$

при $d = 0,1$ м, полученное из (3.9), приведено на графике рис. 3.3, из которого видно, что неравномерность тепловыделения по толщине облучаемого материала не превышает 20%, а КПД облучения $\eta \geq 63\%$. КПД облучения может быть также повышен, если падающая плоская волна поляризована в плоскости падения, а угол падения θ_0 выбран так, что согласно (2.20)

коэффициент отражения $R_{\parallel} \cong 0$. Аналогичные оценки могут быть сделаны для установок, в которых для нагревания диэлектриков используется частично заполненный прямоугольный волновод с короткозамыкателем, отражающим пропущенную материалом мощность для её повторного поглощения.

В резонаторных конструкциях используют частичное заполнение рабочих камер установок СВЧ-энергетики, обеспечивая приемлемое значение добротности Q_d .

Кпд резонаторной камеры $\eta = P_d/P_0$, где P_d – мощность, поглощаемая диэлектриком, P_0 – мощность питания резонатора, существенно зависит от ориентации граничных плоскостей облучаемого диэлектрика относительно вектора электрического поля. Соответствующие формулы для КПД резонаторного облучателя с колебаниями H_{101} могут быть получены с помощью соотношения (3.1) при учёте зависимости напряжённости электрического поля призматического объёмного резонатора без диэлектрических потерь

$$E_0^2 = \frac{Q_0 P}{\omega} \frac{8}{ab l \epsilon_0}. \quad (3.10)$$

В формуле (3.10) следует исключить из P мощность, поглощённую диэлектрическим заполнением и не участвующую в формировании электрического поля резонатора: $P \cong P_0 - P_d$. Окончательно для перпендикулярного и параллельного расположения диэлектрических пластин относительно составляющей E_y (рис. 3.1, 3.2) получается

$$\eta_{\perp} = \frac{P_{d\perp}}{P_0} \cong \left[1 + \frac{\epsilon_1}{2Q_0 \operatorname{tg} \delta} \frac{1}{\Delta b/b} \right]^{-1},$$

$$\eta_{\parallel} = \frac{P_{d\parallel}}{P_0} \cong \left[1 + \frac{1}{2Q_0 \epsilon_1 \operatorname{tg} \delta} \frac{1}{\Delta a/a} \right]^{-1}, \quad (3.11)$$

где Q_0 – собственная добротность резонаторной камеры.

Отношения толщины к размерам поперечного сечения прямоугольного волновода $\Delta b/b$ и $\Delta a/a$ (3.11) эквивалентны объёмному заполнению резонатора $\Delta V/V$. Если при расчётах использовать коэффициент объёмного заполнения $\Delta V/V$, то формулы (3.11) могут быть использованы для оценки КПД резонаторов с колебаниями типа H_{m0n} , которые применяются в бытовых СВЧ-печах. Оценим зависимость КПД резонаторной камеры от расположения поглощающего диэлектрика при $Q_0 =$

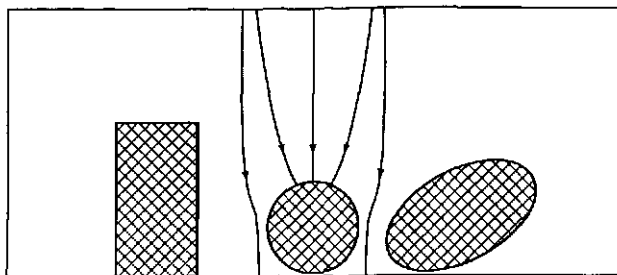


Рис. 3.4. Реальные конфигурации несовершенных диэлектриков, частично заполняющих волновод или резонатор

$= 5 \cdot 10^3$, $\Delta V/V = 10^{-2}$, $\epsilon_1 = 80$ и $\operatorname{tg} \delta = 0,1$ (вода) по (2.10): $\eta_{\perp} = 0,11 = 11\%$, $\eta_{\parallel} = 0,9994 = 99,94\%$. В реальных установках СВЧ-энергетики столь резкой зависимости кпд резонаторной камеры от положения облучаемого объекта не наблюдается, так как граничные плоскости объекта (рис. 3.4) располагаются при произвольной ориентации относительно составляющих электрического поля невозмущённого резонатора. При такой ориентации поглощающего объекта напряжённость электрического поля внутри него имеет промежуточное значение относительно идеальных граничных условий $E_0(z)/\epsilon_1 < E_d(z) < E_0(z)$, и корректное аналитическое решение уравнения (3.1) для потерь в диэлектрике чрезвычайно затрудняется. Экспериментальные результаты по исследованию кпд резонаторных камер, приведённые ниже, показывают, что при заполнении камеры водой $\Delta V/V = (0,1+3)\%$ со случайной ориентацией сосуда относительно стенок камеры кпд поглощения СВЧ-энергии η не ниже 60° и достигает 95% .

Рассмотренные физические основы поглощения СВЧ-энергии свидетельствуют, что кпд и эффективность бытовых установок СВЧ-энергетики определяются как диэлектрическими свойствами обрабатываемых материалов, так и их геометрией. При разработке и проектировании установок следует использовать справочные данные о диэлектрических характеристиках материалов и на их основе рассчитывать геометрию обрабатываемых изделий, способы их облучения СВЧ-энергией и систему ввода-вывода изделий из рабочей камеры.

Значительный объём расчётно-теоретических работ приходится выполнять при создании установок, предназначенных для обработки воды, водных растворов и растительных материалов,

содержащих воду, так как значения ϵ_1 и $\operatorname{tg}\delta$ для указанных материалов зависят от температуры и примесей. Экспериментальные значения ϵ_1 , ϵ_2 и $\operatorname{tg}\delta$ для воды и водных растворов приведены в табл. 3.1, данные о древесине из [159] суммированы в табл. 3.2.

Глубина скин-слоя δ дана в табл. 3.1 и табл. 3.2 для ослабления амплитуды электрического поля в e раз при нормальном падении плоской волны на границу раздела материала со свободным пространством, причём

$$\delta = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{\epsilon_1}\operatorname{tg}\delta} = \frac{\lambda\sqrt{\epsilon_1}}{\pi\epsilon_2}. \quad (3.12)$$

Существенная зависимость относительных диэлектрических постоянных ϵ_1 и ϵ_2 воды от температуры и древесины от ориентации волокон относительно электрического вектора волны должна обязательно учитываться при проектировании установок СВЧ-энергетики. Например, минимально допустимая нагрузка бытовой СВЧ-печи при кипячении воды должна быть увеличена с $150\div 200\text{ см}^3$, рекомендуемых при $T = 20^\circ\text{C}$, до объёма $600\div 800\text{ см}^3$, который является допустимым при $T \sim 100^\circ\text{C}$.

В установках СВЧ-энергетики резонаторного типа следует учитывать изменение собственной частоты рабочей камеры при нагревании обрабатываемых изделий или изменении её объёмной загрузки несовершенным диэлектриком. Точное электродинамическое решение таких задач известно для сплошного заполнения резонаторов или их весьма малого заполнения тонкими пластинами и телами эллиптической формы (метод малых возмущений) [22, 142, 163].

Оценочные расчёты изменения собственных частот резонансных камер в зависимости от типа загружаемого материала, его формы и объёма могут быть выполнены методом эквивалентных схем. В результате расчётов определяется такой интервал различных загрузок камеры, в котором изменение собственной частоты камеры не превышает диапазона рабочей частоты питающего генератора.

Согласно методу эквивалентных схем объёмный резонатор может быть заменен $L - C$ контуром при условии $\omega = 1/\sqrt{L_3C_3}$, где L_3 и C_3 – эквивалентные индуктивность и ёмкость резонатора. Тогда $dfff = -0,5(dC_3/C_3)$, причём эквивалентная ёмкость может быть определена по максимальной запасённой электрической энергии резонатора $W_3 = CU^2/2$ [158].

Таблица 3.1

**Диэлектрические характеристики чистой и подсолённой воды
на частотах 1 и 3 ГГц**

		Пара-метр	Температура, °C					
			0	20	40	60	80	100
Вода чистая	$f = 1$ ГГц	ϵ_1	87	80	73	65	58	51
		ϵ_2	6	2,5	1,2	0,7	0,45	0,32
		$\operatorname{tg} \delta$	0,07	0,03	0,016	0,01	0,008	0,006
		δ , см	15	34	68	110	160	213
	$f = 3$ ГГц	ϵ_1	87	80	73	65	58	51
		ϵ_2	29,5	17	8	4,6	3,1	2,2
		$\operatorname{tg} \delta$	0,34	0,21	0,11	0,07	0,053	0,043
		δ , см	1	1,7	3,4	5,5	7,8	10,3

		Пара-метр	Содержание соли, %					
			1	2	3	4	5	
Подсо- лённая NaCl	$T = 20$ °C	ϵ_1	73	70	67	62	55	
		ϵ_2	22,6	31	41,5	50	55	
	$f = 3$ ГГц	$\operatorname{tg} \delta$	0,31	0,45	0,62	0,8	1	
		δ , см	1,2	0,86	0,63	0,5	0,43	

Таблица 3.2

**Диэлектрические характеристики мягкой древесины
хвойных пород различной влажности
при температуре $T = 20$ °C**

η , %	$f = 1,0$ ГГц ($\lambda = 30$ см)						$f = 3,0$ ГГц ($\lambda = 10$ см)					
	Вдоль волокон			Поперёк волокон			Вдоль волокон			Поперёк волокон		
	ϵ_1	$\operatorname{tg} \delta$	δ , см	ϵ_1	$\operatorname{tg} \delta$	δ , см	ϵ_1	$\operatorname{tg} \delta$	δ , см	ϵ_1	$\operatorname{tg} \delta$	δ , см
7	2,4	0,14	44	1,9	0,05	138	2,2	0,12	18	1,8	0,06	39,5
10	3,1	0,16	34	2,2	0,1	64	2,6	0,2	10	2	0,11	20,5
12	3,3	0,24	22	2,2	0,13	49,5	3	0,22	8,4	2	0,12	19
16	3,9	0,18	27	2,6	0,13	45,5	3,4	0,27	6,2	2,4	0,15	14
22	5,4	0,18	23	3,4	0,17	30,5	4,9	0,33	4,4	2,9	0,17	11
25	6	0,2	19,5	4	0,17	28	5,4	0,24	5,7	3,3	0,21	8,3
75	15,8	0,19	12,5	10,2	0,16	19	15	0,19	4,3	9,8	0,18	5,6

Для резонатора с колебаниями H_{10n} при воздушном (ϵ_0, μ_0) заполнении

$$W_3 = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E_Y^2(x, z) dV = \frac{abl}{8} \epsilon_0 E_0^2, \quad (3.13)$$

и такая энергия может быть запасена в плоском конденсаторе при напряжении между пластинами $U = E_0 b$. Таким образом, эквивалентная ёмкость объёмного резонатора с колебаниями H_{10n} есть

$$C_3 = \frac{1}{4} \frac{\epsilon_0 a l}{b} = \frac{1}{4} \epsilon_0 \frac{S}{b} = \frac{1}{4} C_n \quad (3.14)$$

и равна одной четвёртой части ёмкости плоского конденсатора C_n , образованного пластинами его широких стенок.

При помещении в плоский конденсатор высотой b диэлектрической прокладки толщиной Δb и площадью $a \times l$ изменение его ёмкости

$$\frac{\Delta C_n}{C_n} = \frac{\Delta b / b}{\epsilon_1 / (\epsilon_1 - 1) - \Delta b / b}, \quad (3.15)$$

а изменение резонансной частоты контура

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta b / b}{\epsilon_1 / (\epsilon_1 - 1) - \Delta b / b}. \quad (3.16)$$

Аналогично при размещении перпендикулярно пластинам плоского конденсатора диэлектрической прокладки высотой b , длиной Δl и толщиной Δa изменение резонансной частоты контура составит

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta a \Delta l}{a l} (\epsilon_1 - 1), \quad (3.17)$$

причём в формулах (3.15)–(3.17) отношения $\Delta b/b$ и $\Delta l \cdot \Delta a/al$ равны коэффициенту объёмного заполнения резонатора $\Delta V/V$.

Расчёт сдвига резонансной частоты рабочих камер по теореме малых возмущений удобно проводить при записи этой теоремы в энергетической форме [109]

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta W_3}{W_3}, \quad (3.18)$$

где ΔW_3 – изменение запасённой энергии резонатора при заполнении диэлектриком. Для колебаний H_{10n} в призматическом резонаторе при его заполнении тонкой пластиной по всей длине l

получается

$$\frac{\Delta f}{f} \cong -\frac{1}{2} \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1} \frac{\Delta b}{b}$$

и

$$\frac{\Delta f}{f} \cong (\epsilon_1 - 1) \frac{\Delta a}{a} \quad (3.19)$$

для пластин, расположенных параллельно широкой и узкой стенкам соответственно.

Расположение жидких диэлектриков в резонаторной рабочей камере, отвечающее соотношению (3.17), практически никогда не применяется из-за сильного возмущения резонансной частоты камеры. Для оценочных расчётов девиации резонансной частоты рабочих камер целесообразно использовать соотношение (3.16), рассматривая полученное отношение $\Delta f/f$ как минимально возможное. Например, если резонансная камера бытовой СВЧ-печи заполнена с коэффициентом $\Delta V/V \sim 10^{-2}$ водой с $\epsilon_1 = 80$, то по (3.16) $\Delta f/f \geq 5 \cdot 10^{-3}$ или $\Delta f \geq 12$ МГц при $f = 2450$ МГц. В зависимости от расположения сосуда с нагреваемой водой относительно вертикали камеры, соответствующей амплитудному значению напряжённости электрического поля, возмущение резонансной частоты может удвоиться и достигнуть 24 МГц. При нагревании воды действительная часть её комплексной диэлектрической проницаемости уменьшается согласно табл. 3.1, что приводит к незначительному уменьшению возмущения резонансной частоты.

;

3.2. Установки резонаторного типа

СВЧ-установки резонаторного типа широко используются в машиностроении, пищевой промышленности, а также в качестве бытовой техники. На их основе возможно создание сравнительно недорогих установок для новейших технологий, причём их перечень может быть продолжен по мере увеличения мощности СВЧ-установок.

В качестве примера приведена схема установки (рис. 3.5) для закалки (или отжига) стальных мембран 2 толщиной d , используемых в насосах, манометрах и многих других устройствах массового производства. Рабочая камера установки выполнена в виде цилиндрического резонатора с колебаниями типа H_{011} , состоя-

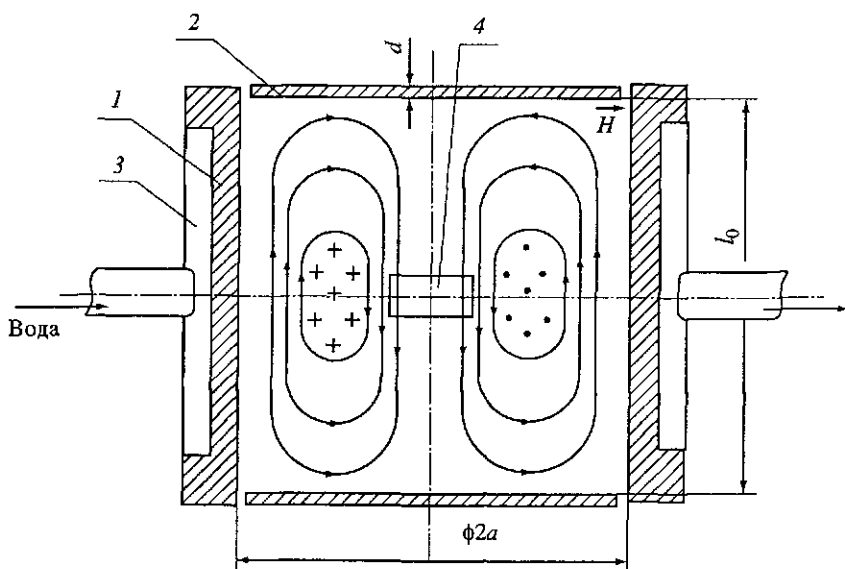


Рис. 3.5. Схема установки для СВЧ-закалки тонких стальных мембран в резонаторе с колебаниями типа H_{011}

щего из медного корпуса 1, охлаждаемого водой 3, и мембран 2, роль которых исполняют тонкие диски диафрагм. Резонатор запитывается от магнетрона непрерывного действия через прямоугольный волновод с магнитной диафрагмой связи 4.

Резонансная длина волны $\lambda (H_{011})$ такого устройства определяется как

$$\lambda = \left[\left(\frac{1}{2l} \right)^2 + \left(\frac{\mu_{01}}{2\pi a} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (3.20)$$

где $\mu_{01} = 3,832$ – первый корень уравнения $J'_0(x) = 0$, а собственная добротность выражается в виде [163]

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{\alpha_k \lambda^2}{\pi \lambda_n} + \frac{2R_{ст} [1 - (\lambda / \lambda_{кр})^2] \lambda}{\pi Z_0 l} = \frac{1}{Q_k} + \frac{1}{Q_r}, \quad (3.21)$$

где критическая длина волны колебаний $H_{01} \lambda_{кр} = 2\pi a / \mu_{01}$, $Z_0 = \approx 377$ Ом – волновое сопротивление свободного пространства, α_k – коэффициент затухания в цилиндрическом корпусе, $R_{ст}$ и $R_{к}$ – поверхностное сопротивление торцов и корпуса. В свою

очередь, для волны H_{01}

$$\alpha_k = \frac{R_{sk}}{aZ_0} \frac{\lambda_B \lambda}{\lambda_{kp}^2}. \quad (3.22)$$

Первый член уравнения (3.21) определяет добротность, связанную с потерями в цилиндрическом корпусе, а второй член – добротность, связанную с потерями в двух торцевых пластинах. КПД такого резонатора выражается в виде

$$\eta = \left[1 + \frac{R_{sk} l \lambda_B^2}{2 R_{st} a \lambda_{kp}^2} \right]^{-1}. \quad (3.23)$$

Выражение (3.23), используя связь $R_s = 1/\delta\sigma$ и формулу (2.9) для глубины скин-слоя проводников δ , можно записать в удобном для практических расчётов виде

$$\eta = \left[1 + \frac{l \lambda_B^2}{2 a \lambda_{kp}^2} \sqrt{\sigma_T / \sigma_K} \right]^{-1}, \quad (3.24)$$

где индексы «Т» и «К» при проводимостях соответствуют, как и в (3.21), материалу торцевых стенок и цилиндрического корпуса.

Из (3.24) видно, что КПД резонатора, определяемый как относительная доля СВЧ-мощности, поглощаемой в торцевых стенках, тем больше, чем меньше проводимость торцевых стенок проводимости цилиндрического корпуса. Из табл. 2.2 следует, что для стальных стенок и медного корпуса $\sigma_T / \sigma_K = 0,1$ и эти материалы хорошо подходят для реализации процесса СВЧ-закалки.

Для практических оценок примем $f = 2450$ МГц ($\lambda = 0,1224$ м) и $l/a = 1$, что позволяет по (3.20) найти радиус $a = 9,653 \cdot 10^{-2}$ м, при котором $\lambda_{kp} = 0,1583$ м, $\lambda_B \approx 2l = 0,19306$ м и КПД СВЧ-нагревателя $\eta = 81\%$.

Если для питания резонатора используются два магнетрона М-105, то $P_K + P_T = 1,2$ кВт, и на один торцевой диск приходится поглощаемая мощность $P_d = P_T/2 = (P_K + P_T)\eta/2 = 486$ Вт. При радиусе диска $a = 96$ мм, толщине $t = 0,2$ мм, удельной массе $\rho = 8070$ кг/м³ и теплоёмкости $c_p = 435$ Дж/(кг · град) (см. табл. 2.1) время нагревания диска от температуры T_1 до температуры T_2 согласно (2.1) составляет

$$t = \pi a^2 \rho c_p (T_2 - T_1) / P_d = 4,18 \cdot 10^{-2} (T_2 - T_1).$$

Закалка сталей требует температуры $T_2 \sim 750$ °С, и при $T_1 = 20$ °С время нагрева диафрагмы до температуры закалки сос-

тавит $t = 30,5$ с, после чего обе диафрагмы перебрасываются в масляную ванну для быстрого охлаждения. При техническом проектировании предложенной установки следует учесть, что КПД резонатора по (3.23) будет расти с увеличением температуры обрабатываемых дисков, так как их проводимость уменьшается примерно на $30 \div 50\%$ при нагревании на каждые 100°C . С другой стороны, время нагревания дисков реально будет несколько больше рассчитанного из-за радиационного теплообмена между дисками и корпусом, причём величина этого теплообмена может быть существенно уменьшена, как отмечено в гл. 1, если внутреннюю поверхность корпуса покрыть хорошо отражающей плёнкой серебра.

В настоящее время наибольшее распространение имеют устройства СВЧ-энергетики для приготовления пищи, причём бытовые СВЧ-печи выпускаются промышленностью серийно. Бытовые СВЧ-печи являются типичными представителями СВЧ-устройств резонаторного типа (рис. 3.6). Рабочая камера печи 1 представляет объёмный резонатор кубического или призматического типов, передняя стенка которого выполнена в виде дверцы 2, имеющей высококачественный пружинный контакт по всей поверхности. Рабочая камера снабжена полкой из кварцевого стекла ($\epsilon_1 = 3,8$, $\text{tg}\delta \leq 10^{-3}$) для размещения продуктов на удалении от нижней поверхности камеры. Объём рабочей камеры составляет $(50 \div 80)$ л для бытовых печей и $(100 \div 200)$ л для печей предприятий общественного питания. Рабочие камеры высшего качества выполняются из листов нержавеющей стали, имеющей высокую коррозионную стойкость относительно пищевых продуктов, а камеры недорогих печей выпускаются из обычной стали с обязательным покрытием стенок стойкой посудной эмалью.

Питание рабочей камеры осуществляется от магнетрона непрерывного режима действия мощностью $0,5 \div 1$ кВт с рабочей частотой $2400 \div 2500$ МГц. Связь магнетрона с камерой чаще всего выполняют в виде индуктивной диафрагмы, прорезанной в стенке камеры в месте её стыка с подводющим прямоугольным волноводом. Радиатор воздушного охлаждения магнетрона обдувается вентилятором с мощностью двигателя $30 \div 50$ Вт, причём подогретый магнетроном воздух пропускается через рабочую камеру для дополнительного обогрева продуктов и реализации конвективного массообмена испаряемой воды или удаления водяного пара, образующегося при кипении.

Воздушная система СВЧ-печи, предназначенной для приготовления мясных блюд с обжаренной поверхностью (гриль), должна содержать калорифер (рис. 3.6), выполненный в виде

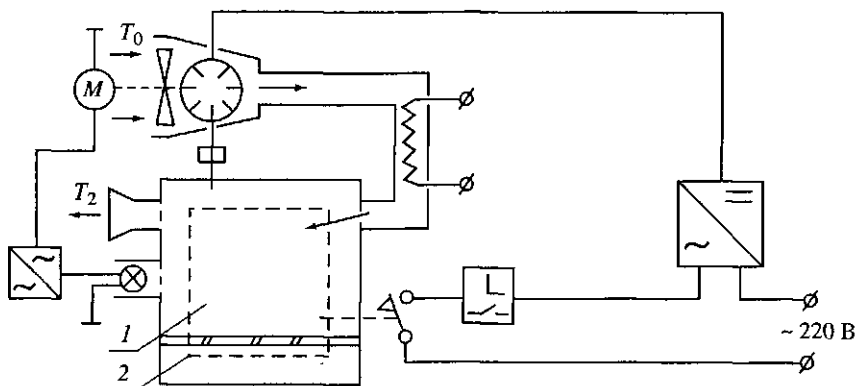


Рис. 3.6. Функциональная схема бытовой СВЧ-печи

спирального нагревательного элемента, включённого в тракт перед входом воздуха в резонатор. Мощность калорифера должна создавать подогрев продуваемого воздуха от $60 \div 80^\circ\text{C}$ до температуры $250 \div 300^\circ\text{C}$, обеспечивающей обжаривание поверхности мяса, мясного фарша или изделий из теста типа пончиков.

Источник питания магнетрона бытовой СВЧ-печи включается в сеть $\sim 220\text{ В}$ через таймер и концевой выключатель, срабатывающий одновременно с защёлкой запора дверцы камеры. С помощью таймера устанавливается оптимальный для конкретного блюда режим работы печи: время облучения СВЧ-мощностью и уровень мощности относительно максимального. Например, при установке клавиатурой таймера времени приготовления пищи 10 мин при 50%-ном режиме работы печи анодное напряжение магнетрона подаётся в виде импульсов длительностью $66 \div 67\text{ с}$ с таким же временем паузы между импульсами. При установке 100%-го режима работы анодное напряжение подаётся на магнетрон в течение всего набранного времени и мощность облучения продукта соответствует максимальной.

Безопасность пользователя от СВЧ-облучения из камеры печи обеспечивается, кроме указанных концевой выключатель дверцы и защитной сетки смотрового окна, защитными сетками каналов подсветки и продувки камеры. Сетки выполнены в виде отверстий $\phi 2\text{ мм}$, высверленных в стенках камеры и перекрывающих $\sim 50\%$ площади поперечного сечения соответствующих каналов.

Электробезопасность бытовых СВЧ-печей достигается размещением как рабочей камеры, так и всех источников питания, включая магнетрон, в общий металлический корпус с декоративным наружным покрытием.

Таблица 3.3

Технические характеристики СВЧ-печи «Электроника» СП23

Активная мощность в 100%-ном режиме Вт	1320
Полезная мощность в камере в 100%-ном режиме Вт	600
Количество ступеней уровня мощности в камере	10
Задаваемое таймером время работы, мин	1 ÷ 99
Степень защиты от поражения электротоком	класс 0
Исполнение по степени защиты от влаги	обычное
Габаритные размеры, мм	595 × 480 × 397
Масса без упаковки, кг	42
Температура анода, °С	≤ 120

В качестве типичного примера в табл. 3.3 суммированы основные технические характеристики серийно выпускаемой бытовой СВЧ-печи «Электроника» СП23.

В качестве источника СВЧ-мощности в печи используется магнетрон М-105 или М-112 с анодным напряжением 3,6 кВ, анодным током 270 мА и рабочей частотой 2400 ÷ 2500 МГц.

Рассмотрим основные моменты, связанные с разработкой СВЧ-печей. Собственная частота рабочей камеры, как призматического резонатора, определяется в виде

$$f_{mnl} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{L}\right)^2}. \quad (3.25)$$

Для резонаторов объемом $V \approx 81 \text{ л} = 81 \text{ дм}^3$ длина сторон $a = 432,6 \text{ мм}$ и если рабочая собственная частота $f \approx f_{mnp} = 2450 \text{ МГц}$, то индексы видов колебаний должны удовлетворять условию $m^2 + n^2 + p^2 = 50$, которое выполняется для колебаний типа H_{305} . Если такой вид колебаний принять за рабочий, то согласно (3.25), наблюдается вырождение, при котором колебания типов E_{055} , H_{435} , H_{543} , E_{543} и т.д. имеют принятую рабочую частоту 2450 МГц.

Число собственных колебаний призматического резонатора в полосе частот $0 \leq f \leq f_{\max}$ может быть оценено с помощью криволинейной аппроксимации уравнения (3.25)

$$N = \frac{8\pi V}{3} \left(\frac{f}{c}\right)^3 + \frac{\pi S}{2} \left(\frac{f}{c}\right)^2 + (a + b + L) \left(\frac{f}{c}\right), \quad (3.26)$$

которая позволяет с достаточной точностью определить число возможных резонансных частот рабочей камеры печи в полосе рабочей частоты питающего магнетрона.

Так, если используется магнетрон М = 105 с рабочей полосой частот от $f_1 = 2400$ до $f_2 = 2500 \text{ МГц}$ и $a + b + L = 3a = 1,30 \text{ м}$, $S =$

$= 6a^2 = 1,123 \text{ м}^2$, $V = 81 \text{ дм}^3$, то согласно (3.36) внутри рабочей частоты возможно возбуждение числа колебаний $\Delta N \sim N_2 - N_1 = 527 - 472 = 55$, большая половина из которых вырожденные.

Реально количество вырожденных собственных частот рабочей камеры значительно меньше теоретически рассчитанного, так как устройство ввода СВЧ-мощности и обрабатываемый продукт оказывают на них различные возмущения, зависящие от топографии электромагнитного поля.

Обилие близко расположенных по частоте собственных колебаний рабочей камеры создаёт благоприятные условия для разработки эффективных СВЧ-печей в широком диапазоне их загрузочных характеристик.

Кпд резонаторной рабочей камеры

$$\eta = \frac{P_d}{P_0} = \frac{Q_0 - Q_d}{Q_0}, \quad (3.27)$$

где Q_0 – добротность пустого резонатора, Q_d – добротность резонатора, заполненного диэлектриком. Добротность пустого резонатора ввиду возможности возбуждения колебаний различного типа целесообразно оценивать по соотношению

$$Q_0 = K_\tau \frac{2V}{S\delta}, \quad (3.28)$$

где V – его объём, а S – площадь внутренней поверхности.

Для рассмотренной выше рабочей камеры, где $V = 8,1 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$ и $S = 1,123 \text{ м}^2$, при выполнении её из нержавеющей стали ($\delta = 6,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ при $f = 2,45 \text{ ГГц}$) $Q_0 = 2,38 \cdot 10^4 K_\tau$. Реальный коэффициент технологического качества камеры, имеющей несколько соединительных швов, контакт двери и защитные сетки, следует оценивать как $K_\tau = 0,4 \div 0,5$ и добротность незаполненной камеры $Q_0 \sim 10^4$. Для достижения кпд камеры $\eta = 90\%$ её нагруженная добротность должна, согласно (3.27), составлять $Q_d \sim 1,1 \cdot 10^3$, причём для определения коэффициента загрузки камеры, обеспечивающего такую добротность или кпд, формулы (3.11) ненадежны, так как дают лишь минимально-максимальные значения кпд. На практике следует пользоваться экспериментальными данными (рис. 3.7), где приведены значения кпд для резонаторов кубической и некубической формы объёмом $V \sim 80 \text{ л}$, а также значения кпд при загрузке такого резонатора объёмом воды $V_v = 200 \text{ см}^3$, налитой в питьевой стакан при его различном расположении вдоль передней стенки камеры на расстоянии 80 мм от стенки [140]. Из приведённых данных видно, что кпд камеры СВЧ-печи превышает $65 \div 70\%$

при коэффициенте загрузки водой $K_z = V_w/V \geq 0,5\%$ и слабо зависит от ориентации материала относительно стенок.

Устройство связи магнетрона с рабочей камерой – один из важнейших элементов конструкции СВЧ-печи. На рис. 3.8 изображён один из элементарных объёмов электромагнитного поля колебаний типа H_{m0p} , примыкающий к боковой поверхности рабочей камеры, и через который осуществляется ввод СВЧ-мощности от прямоугольного волновода сечением $a_1 \times b_1$.

Если связь волновода с рабочей камерой осуществляется индуктивной диафрагмой, расположенной на торцевом короткозамыкателе волновода, то при ориентации продольной оси симметрии окна диафрагмы перпендикулярно вектору магнитного поля камеры относительное входное сопротивление такого устройства связи определяется в виде [80, 82]

$$\frac{Z_{вх}}{Z_H} = \frac{\xi_m^2(s) Q Z_0 a_1^3 b_1}{4 \lambda \lambda_B} \operatorname{tg}^4 \left[\frac{\pi(h-d)}{2a_1} \right], \quad (3.29)$$

где Q – добротность камеры, h – ширина индуктивного окна связи, d – толщина стенки, в которой прорезано окно.

Параметр напряжённости магнитного поля $\xi_m^2(s)$ для колебаний H_{m0p}

$$\xi_m^2(s) = \frac{H_z^2}{PQ} \Big|_{\max} = \frac{\lambda^3 m^2}{\pi Z_0 a^3 b L}, \quad (3.30)$$

если окно связи располагается параллельно осям z и y камеры и

$$\xi_m^2(s) = \frac{H_x^2}{PQ} \Big|_{\max} = \frac{\lambda^3 p^2}{\pi Z_0 a b L^3}, \quad (3.31)$$

если окно связи располагается параллельно осям x и y камеры.

Оценим типичные размеры индуктивного окна связи для кубической рабочей камеры, $a = b = l = 0,4326$ м, рассмотренной выше, с рабочим видом колебаний H_{505} ($m = p = 5$) и рабочей длиной волны $\lambda = 0,1224$ м ($f = 2450$ МГц). Если окно ввода мощности расположено, как показано на рис. 3.8, то параметр напряжённости магнитного поля $\xi^2(s) = 2,55 \cdot 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{м}^2)^{-1}$. При использовании для ввода мощности прямоугольного волновода стандартного сечения $a_1 \times b_1 = 86 \times 44$ мм длина волны в нём

$\lambda_B = [1 - (\lambda/2a_1)^2]^{-1/2} \lambda = 0,1742$ м. Устройство ввода мощности целесообразно выполнить согласованным при средней загрузке рабочей камеры, когда кпд резонатора $\eta = 75\%$ (см. рис. 3.7).

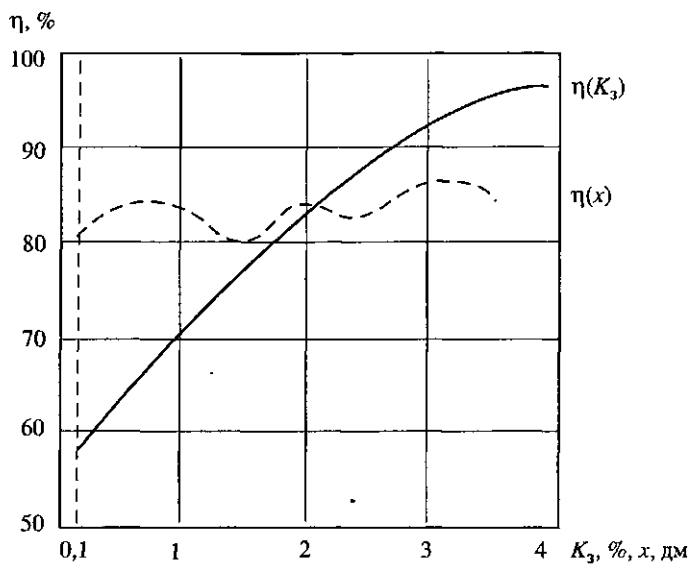


Рис. 3.7. Коэффициент полезного действия резонаторной рабочей камеры бытовой СВЧ-печи в зависимости от коэффициента её заполнения водой и расположения сосуда с водой

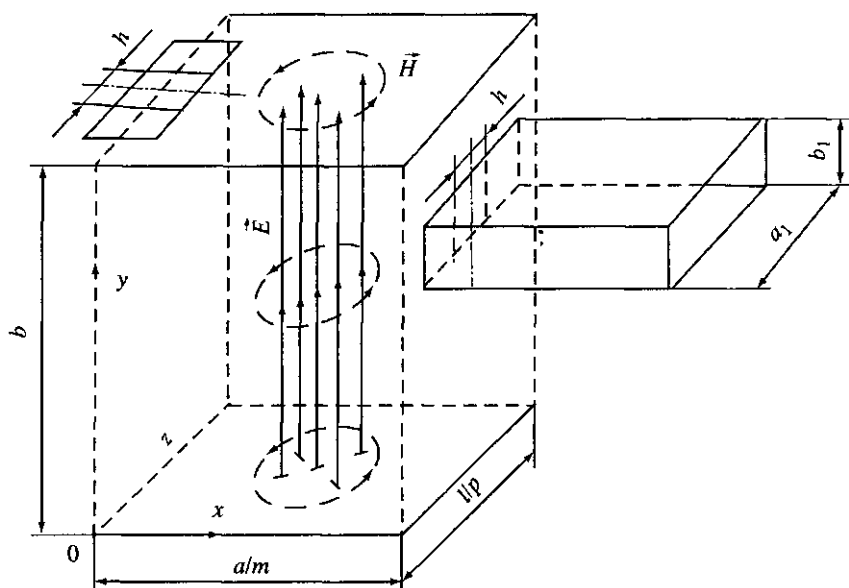


Рис. 3.8. Магнитное устройство связи резонаторной рабочей камеры с прямоугольным волноводом

Если ненагруженная добротность рабочей камеры $Q_0 = 10^4$, то, согласно формуле (3.27), при её загрузке до заданного КПД резонатора $Q = \approx 2,5 \cdot 10^3$. Используя приведённые численные данные, находим по соотношению (3.29), что при $Z_{вх}/Z_H = 1$ ширина окна связи $h = (44,6 \pm d)$ мм, $h = 45,6$ мм при толщине стенки $d = 1$ мм. Изменение резонансных частот рабочей камеры под влиянием индуктивного устройства связи с прямоугольным волноводом может быть оценено и учтено с помощью рекомендаций работы.

Для выбранного индуктивного окна связи можно, используя нагрузочные характеристики (см. рис. 9.2), определить диапазон коэффициента загрузки рабочей камеры, внутри которого обеспечены рабочие режимы питающего магнетрона. Например, магнетрон М-105 сохраняет работоспособность, если КСВН загрузки $\rho \leq 3$, что соответствует $1/3 \leq Z_{вх}/Z_H \leq 3$. Если в соотношении (3.29) все величины кроме $Z_{вх}$ и Q не меняются, то оно переходит в $Z_{вх} \cong Q/Q'$, где Q' – добротность камеры при $Z_{вх} = Z_H$. При указанном изменении входного сопротивления устройства ввода мощности пределы изменения нагруженной добротности камеры $750 \leq Q' \leq 7500$, что соответствует диапазону КПД по (3.27) $0,93 \leq \eta \leq 0,25$. Таким образом, рассчитанное устройство ввода мощности обеспечивает работу СВЧ-печи (рис. 3.7) при коэффициенте загрузки от 0,1 до 3%, что соответствует массе воды от 100 см³ до 2,4 л.

Расположение индуктивного окна связи на корпусе рабочей камеры может быть выбрано так, чтобы избежать возбуждения ближайших вырожденных типов колебаний E_{mnp} . Если окно связи (рис. 3.8) расположить при $z = l/2$, то вырожденные виды колебаний камеры E_{435} , E_{453} и E_{354} , E_{543} не возбуждаются, так как их магнитное поле либо слишком слабо на раскрытые отверстия связи, либо меняет своё направление на 180°. В некоторых конструкциях СВЧ-печей окно связи располагается на верхней стенке камеры, что позволяет уплотнить монтаж внешних узлов устройства. Например, на рис. 3.8 показано возможное расположение окна связи в верхней стенке камеры, которое пересекается магнитным полем двух смежных ячеек колебания H_{m0p} и рассчитывается так же, как окно на боковой стенке. При расположении окна связи на задней стенке рабочей камеры параметр напряжённости $\xi_m^2(s)$ рассчитывается по формуле (3.31). В любом случае индуктивное окно связи следует располагать в таких координатах x , y или z , где оно пересекается максимальным магнитным полем рабочего типа колебаний.

Важным моментом конструирования бытовых СВЧ-печей является определение параметров системы воздушного охлаждения магнетрона, обеспечивающей рабочую температуру анода $T_a \leq 120^\circ\text{C}$, указанную в табл. 3.3. На рис. 3.9 изображена радиаторная система воздушного охлаждения анодного блока магнетрона М-105 и отмечено проходное сечение канала продувки.

При расчётах следует использовать безразмерное уравнение теплопередачи (1.32а) для обтекания турбулентным потоком воздуха стенок канала диаметром D .

Эквивалентный диаметр канала D_n целесообразно определить в виде $D_n = (D_{n1} + D_{n2})/2$, где D_{n1} – эквивалентный диаметр на входе в охлаждающую систему, а D_{n2} – эквивалентный диаметр поперечного сечения системы, имеющего наименьшую площадь. Как следует из рис. 3.9,

$$D_{n1} = \frac{4S_{\perp 1}}{\pi C_1} \cong 2 \frac{d_1 d_2 - 2N(r_2 d_5)}{(d_1 + d_2) + 2Nr_2 + Nd_5}, \quad (3.32)$$

$$D_{n2} = \frac{4S_{\perp 2}}{\pi C_2} \cong 4 \frac{d_1 d_2 - 2(d_3 d_4) - 2r_1(d_2 - 2d_4) - 2Nd_5(r_2 - r_1)}{2d_1 + 3d_2 + Nd_5 + 4Nr_2 - 4r_1(N+1)},$$

где N – число рёбер системы охлаждения. Используя размерную таблицу, вынесенную на рис. 3.9, получаем $D_{n1} = 1,53 \cdot 10^{-2}$ м и $D_{n2} = 1,01 \cdot 10^{-2}$ м.

Тепловой поток от ребра выражается соотношением

$$Q_p = \eta_p \alpha_T S_p (T_p - T_a), \quad (3.33)$$

где η_p – кпд ребра, S_p его обдуваемая поверхность, T_p – температура ребра на поверхности контакта ребра с анодом, T_a – температура обдувающего воздуха. Кпд ребра приблизительно кольцевой формы является функцией величин $(r_2 - r_1)/[\alpha_T/(\lambda_r d_5)]^{1/2}$, r_2/r_1 и для его определения целесообразно использовать графики, построенные по результатам точного решения уравнения теплопроводности типа (1.7) для кольцевого ребра. На рис. 3.10 приведён такой график, взятый из [168].

Методика расчёта воздушного охлаждения магнетрона основана на определении коэффициента конвективной теплопередачи рёбер α_r и состоит в расчёте числа Нуссельта $\overline{Nu}_D$, определении числа Рейнольдса, вычислении по полученному Re_D скорости обдувающего воздуха и оценке его расхода. В случае магнетрона М-105, согласно табл. 3.3 $T_p \leq 120^\circ\text{C}$. Пусть он обдувается воздухом с начальной температурой $T_a = 20^\circ\text{C}$. Площадь обдува одного ребра $S_p = 2(L^2 - \pi r_1^2)$, причём, как

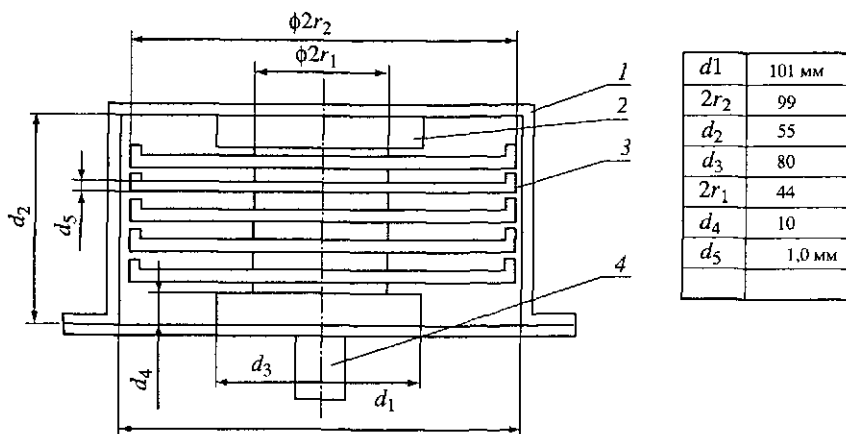


Рис. 3.9. Чертёж системы воздушного охлаждения магнетрона типа М-105:

1 – воздуховод, 2 – кольцевой магнит, 3 – ребро, 4 – штырь вывода мощности

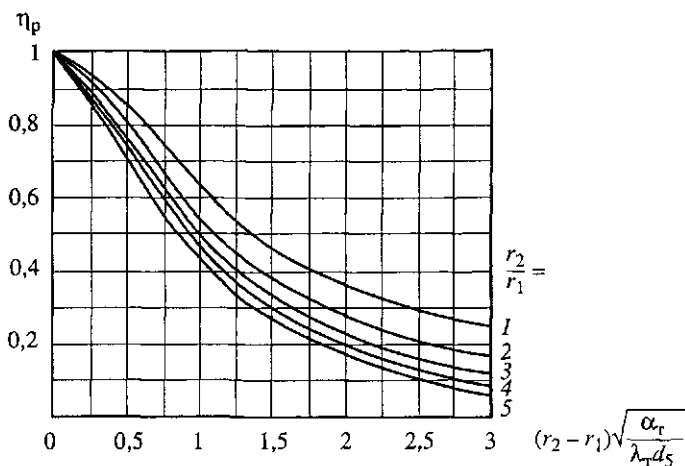


Рис. 3.10. График для оценки кпд ребер воздушного охлаждения в зависимости от их конфигурации и теплофизических свойств

видно из рис. 3.9, длина ребра $L \sim 120$ мм с учётом бокового отгиба его поверхности и $S_p = 258 \text{ см}^2 = 2,58 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$.

Тепловой поток, снимаемый с рёбер магнетрона, равен $P_m(1-\eta_m)/\eta_m$, где мощность магнетрона по СВЧ-излучению (см. табл. 3.3) $P_m \sim 600$ Вт, а его кпд $\eta_m = 50\%$. Окончательно получается $P_m(1-\eta_m)/\eta_m = 600$ Вт и поскольку число рёбер охлаждения

равно пяти, то с одного ребра требуется снимать мощность $Q_p = 120$ Вт. Теперь имеются все данные для определения α_t по (3.33), если положить $\eta_p = 1$, $\alpha_t = Q_p / [S_p(T_p - T_v)] = 46,5$ Вт/(м² · град). Далее следует уточнить значение α_t с учётом КПД ребра, для чего нужно предварительно вычислить $(r_2 - r_1) / [\alpha_t / (\lambda_t d_s)]^{1/2} = 0,42$, где $\lambda_t = 200$ Вт/(м · град) – коэффициент теплопроводности материала ребра (сплав Al).

По графику рис. 3.10 с помощью последних параметров находим $\eta_p \sim 0,8$ и уточнённое значение коэффициента теплопередачи $\alpha_t = 58$ Вт/(м² · град). Для определения числа Нуссельта следует взять из табл. 1.9 теплофизические параметры воздуха $\lambda_{тв} = 0,025$ Вт/(м · град) и тогда $Nu_D = \alpha_t L / \lambda_{тв} = 29,7$. Далее по (1.32а) можно определить число Рейнольдса, если из табл. 1.9 взять число Прандтля для воздуха $Pr = 0,71$: $Re = 8900$. Найденное значение $Re > Re_{кр} \geq 6 \cdot 10^3$, что подтверждает турбулентный характер движения воздуха в канале обдува. Знание числа Рейнольдса позволяет определить скорость воздуха, обдувающего пластины: $v_v = Re_D \eta_{тв} / (\rho_v D_n) = 12,2$ м/с. Расход воздуха $M_n = v_v (S_{11} + S_{12}) / 2 = 0,44$ м³/с = 2,6 м³/мин служит основой для выбора вентилятора по каталогу, причём промышленность серийно выпускает значительное количество центробежных вентиляторов с производительностью до 2 ÷ 5 м³/с при помощи двигателя от 20 до 50 Вт.

В завершение теплового расчёта СВЧ-печи полезно определить температуру воздуха после обдува магнетрона, что позволяет оценить конвективный массообмен в камере или мощность калорифера для дополнительного нагрева воздуха перед подачей в камеру. Расчёт температуры воздуха после обдува магнетрона выполняют по формуле (1.1), относя все входные данные к одной секунде. Тогда для рассматриваемого случая $Q = 600$ Дж, $m = v_v \rho_v = 4,8 \cdot 10^{-2}$ кг что при $c_p = 1,01$ кДж/(кг · град) даёт $T_2 - T_1 = 12,4$ °С или $T_2 = 32,4$ °С при $T_1 = 20$ °С.

В целом бытовая СВЧ-печь является наукоёмким устройством высокой потребительской стоимости, и разработка её новых образцов, учитывая привлечение к ней технологических, экспериментальных и дизайнерских знаний, является перспективной и престижной областью работы для специалистов по СВЧ-энергетике.

3.3. Установки волноводного типа

Для сушки могут быть использованы, как и в бытовых СВЧ-печах, резонаторные системы. Однако приходится сушить изделия больших размеров, как в случае с древесиной, и более удобными для этих целей являются не резонансные, а волноводные системы, которые при увеличении поперечных размеров волноводов переходят в облучатели, обрабатывающие штабели леса в свободном пространстве. Типичным представителем волноводных СВЧ-устройств являются установки для сушки средненемасштабных древесных изделий.

Прямоугольные волноводы с колебаниями типа H_{10} успешно применяются для СВЧ-обработки листовых и мелкомасштабных деревянных изделий конвейерным методом.

Типичная конструкция такой установки для сушки клеевой фанеры приведена на рис. 3.11. Лист фанеры длиной L , шириной h и толщиной Δa (2) протягивается с помощью конвейерной ленты 1 через щелевой прямоугольный волновод 3 вдоль направления силовых линий электрического поля. Щели волновода совпадают с продольными осями широких стенок волновода, и при длине $l_{\text{щ}} \neq \lambda/2$ и ширине щелей $h_{\text{щ}} \leq 0,1a$ они практически не излучают СВЧ-энергии в свободное пространство. С помощью E -изгибов 4 волноводу придана конфигурация мсандра, и обрабатываемый лист фанеры последовательно проходит через несколько его секций, параллельных друг другу. Мощность СВЧ-генератора P подаётся на входной фланец волноводной системы и практически полностью поглощается обрабатываемым листом. Обе плоскости листа обдуваются атмосферным воздухом, поступающим из калорифера через магистраль 5, и он выходит, унося испаренную влагу, через зазоры между стенками щелей и подаваемым материалом. Указанные зазоры отмечены на сечении $B-B$.

СВЧ-генератор рассмотренного сушильного агрегата работает в режиме, близком к режиму согласованной нагрузки, и выбор количества секций волновода проводится по коэффициенту затухания волны H_{10} в обрабатываемой пластине. Оценка коэффициента затухания может быть выполнена по формуле (3.6), например, при следующих начальных данных: $f = 1$ ГГц, $a \times b = 0,22 \times 0,104$ м, $\Delta a = 10^{-2}$ м. Тангенс диэлектрических потерь клеевой фанеры зависит от её влажности, рецептуры клея и температуры. В среднем от максимальной влажности 21% до влажности сухой фанеры ~7%, употребляемых составов клея и при $T \sim 50$ °С, можно принять $\epsilon_2 = 0,20$, и тогда $\alpha \sim 0,26$ 1/м ~2 дБ/м.

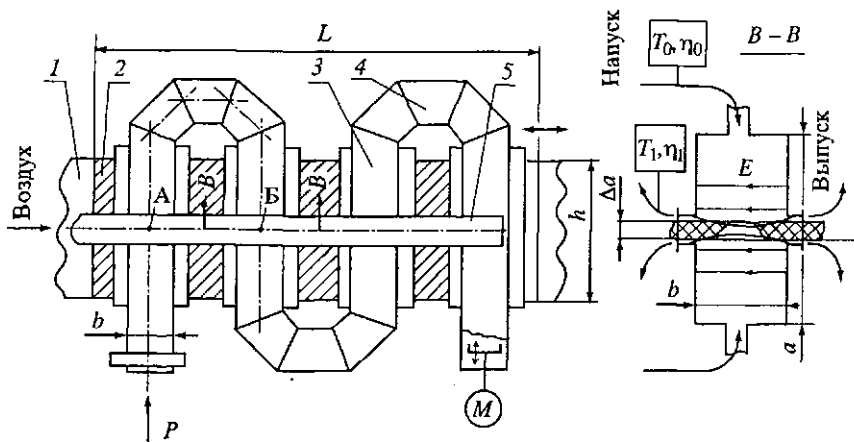


Рис. 3.11. Установка для СВЧ-сушки клеевой фанеры в волноводной рабочей камере

Полное затухание волноводной системы в одном направлении $\alpha_n = \alpha h N$, где N – число рабочих секций установки, причём при расположении на выходе волноводной системы отражающего поршня можно принять $\alpha_n \geq 5 \text{ дБ} = 0,58 \text{ 1/м}$. В нашем случае, если $h = 0,8 \text{ м}$, то принятое значение α_n достигается при $N = 4$ (рис. 3.11). Коэффициент стоячей волны $\rho_{св}$ работающей установки, согласно электродинамике СВЧ,

$$\rho_{св} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} = \frac{1 + \exp(-2\alpha_n)}{1 - \exp(-2\alpha_n)}, \quad (3.34)$$

и при $\alpha_n = 0,832 \text{ 1/м}$ $\rho_{св} = 1,5$, что приемлемо для работы питающего СВЧ-генератора в номинальном режиме и обеспечивает кпд установки по СВЧ-мощности ~95%.

Производительность установки для сушки фанерных листов можно определить по количеству выпариваемой воды, определяемой как

$$\Delta m_w = m_1 [\eta_1 - \eta_2 (1 - \eta_1) (1 - \eta_2)^{-1}],$$

где m_1 – масса материала перед сушкой, а η_1 и η_2 – его относительная влажность до и после сушки. Если, как указано выше, $\eta_1 = 0,2$ и $\eta_2 = 0,07$, то $\Delta m_w / m_1 = 0,14$. Как следует из раздела 1.3, источник мощности $P = 25 \text{ кВт}$ способен за 1 час испарить массу воды $\Delta m_w = 40 \text{ кг}$ и тогда предельная производительность сушильного агрегата по начальной массе обрабатываемого материала $m_1 \leq 285 \text{ кг}$. По полученной величине можно прикинуть скорость движения транспортера установки, если задаться

удельным весом фанеры перед сушкой $\rho_f \sim 700 \text{ кг/м}^3$ и связать длину обрабатываемого за 1 ч листа L с его массой: $m_1 = \rho_f L h \Delta a$. В результате получается $L \leq 51 \text{ м}$ и скорость транспортера $v_T \leq L/t \leq 51 \text{ м/ч} = 0,85 \text{ м/мин}$.

При конструировании сушильных агрегатов наподобие изображённого на рис. 3.11 следует обратить особое внимание на обеспечение максимальной однородности тепловыделения по ширине обрабатываемого листа, достижение высокого КПД и требуемого КСВ на входе волноводного тракта.

Например, неоднородность тепловыделения от поглощаемой СВЧ-мощности в оконечных секциях за счёт режима стоячей волны может быть уменьшена, если короткозамыкающий поршень плавно перемещать на расстояние $\lambda_g/2$ за время, не превышающее время подачи листа на расстояние b . В указанном случае пучности электрического поля стоячей волны, а следовательно, и места максимального тепловыделения, смещаются также на расстояние $\lambda_g/2$, и тепловыделение усредняется по ширине листа h .

Для достижения минимального КСВ от ВЧ-тракта установки следует обеспечить компенсацию отражений бегущей волны от пластин обрабатываемой фанеры, находящихся в рабочих секциях. С этой целью длина осевой линии тракта между точками A и B (рис. 3.11) должна быть нечётно-кратной $\lambda_g/4$, а рабочая частота СВЧ-генератора должна приблизительно обеспечивать нечётную кратность $\lambda_g/4$ по ширине h обрабатываемого листа. Например, в рассмотренном случае $h = 0,8 \text{ м}$ следует принять $h(\lambda_g/4) = 7$, что соответствует $\lambda_g = 45,74 \text{ см}$, и оптимальная рабочая частота, обеспечивающая такую длину волны H_{10} в волноводе сечением $a \times b = 22 \times 10,4 \text{ см}$, равна

$$f = c \sqrt{1 + (\lambda_g/2a)^2} / \lambda_g = 945 \text{ МГц}.$$

Конвейерная лента транспортёра выполняется так, чтобы она не вызвала существенных дополнительных потерь СВЧ-мощности. С этой целью следует использовать тросы и перекладины, изготовленные из диэлектрика с малыми потерями.

Мощность воздушного калорифера, скорость обдува обрабатываемых плит и мощность вентилятора установки рассчитываются согласно рекомендациям раздела 3.2 настоящей главы. В идеальном случае система обдува должна обеспечивать вынос всей испаряемой воды при $T_0 = 80^\circ \text{С}$ и максимально возможной скорости движения конвейера, оцененной выше.

Направление движения конвейера зависит от знака производной $\partial \varepsilon / \partial T$ осушаемого материала. Если эта производная от-

рицательна, то движение от выходной секции ВЧ-тракта к входной (справа налево на рис. 3.11) предпочтительнее, так как происходит выравнивание тепловыделения в рабочих секциях. При увеличении ϵ_2 с ростом температуры T материала выравнивание тепловыделения в секциях происходит при движении конвейера слева направо. Реальная фанера в зависимости от породы древесины и клеевого состава может иметь как положительную, так и отрицательную производную $d\epsilon_2/dT$, что требует предусмотреть возможность реверса направления подачи листов материала.

Управление сушильной установкой может быть автоматизировано, если использовать датчики температуры и влажности обдуваемого воздуха на входных патрубках воздуховода и на выходе воздуха в атмосферу из зазоров щелей для протяжки листов материала. Показания этих датчиков обрабатываются микропроцессорным контроллером, поддерживающим оптимальный режим сушки материала. В качестве таких датчиков чаще всего используются газовые SnO_2 -датчики, инфракрасные датчики пироэлектрического типа, керамические датчики влажности и т.д.

Перспективный для практической реализации вариант сушильной установки с волноводной рабочей камерой показан на рис. 3.12. Обработке подвергается кирпич сухого прессования стандартного размера $250 \times 120 \times 65$ мм, имеющий начальную влажность $\eta_1 \sim 12\%$, до влажности $\eta_1 \leq 3\%$, характерной для обожжённых кирпичей. Рабочая камера 1 установки эквивалентна прямоугольному волноводу, согласованному с двух сторон и возбуждаемому на волне H_{10} с помощью индуктивной диафрагмы 2. Осушаемые кирпичи 3 являются поглотителями СВЧ-мощности, распространяющейся в обе стороны от диафрагмы связи. Непрерывная подача обрабатываемых изделий обеспечивается транспортёром 4, имеющим ячейки 5 для укладки кирпичей.

Прямоугольный волновод рабочей камеры выполнен с переменными размерами сечения $a \times b$, причём его правая и левая стороны длиной l_1 имеют ширину $a = \lambda_{\text{кр}}/2 < \lambda/2$ и образуют запределённые участки волновода с таким затуханием, чтобы излучение СВЧ-мощности в свободное пространство не превосходило санитарных норм. Уменьшение высоты b волновода рабочей камеры выполнено так, чтобы напряжённость электрического поля, даваемая соотношением (2.41), сохраняла примерно постоянное значение по длине камеры, несмотря на поглощение проходящей мощности изделиями.

Оценку размеров и длины l_1 запределённых участков камеры можно выполнить по формуле (2.57) с учётом, что критическая

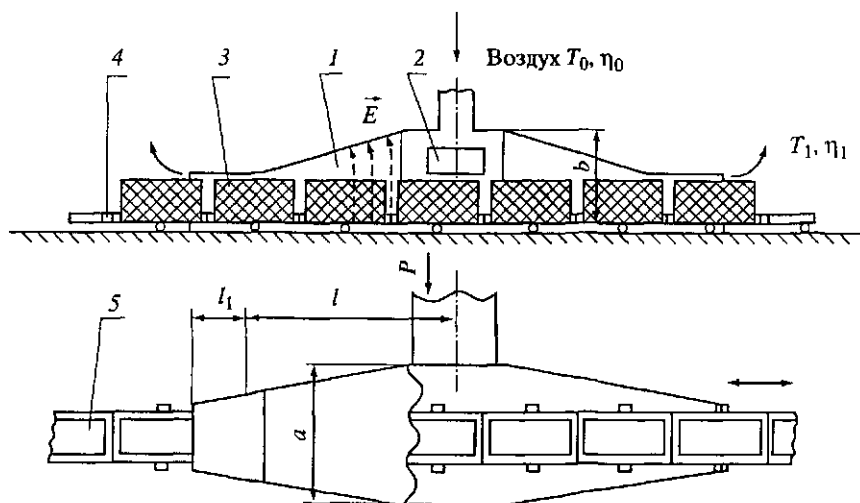


Рис. 3.12. Волноводная установка для СВЧ-сушки кирпича сухого прессования

длина волны H_{10} в волноводе с диэлектрическим заполнением $\lambda_{кр} = 2a\sqrt{\epsilon_1}$. Для сухого кирпича $\epsilon_1 \sim 2$, а для сырого $\epsilon_1 \leq 4$, что в среднем даёт $\epsilon_1 \sim 3$. Если кирпичи укладываются на конвейер узкой стороной, как на рис. 3.12, то можно принять $a = 8,5$ см, что обеспечивает проводку изделий шириной 6,5 см с учётом запаса на ширину ленты конвейера. Тогда $\lambda_{кр} = 29,4$ см и коэффициент затухания в запердельном волноводе принятой ширины на частоте 915 МГц ($\lambda = 32,8$ см) согласно (2.57) равен $\alpha = 9,4 \text{ м}^{-1} = 82 \text{ дБ/м}$. Таким образом, запердельные концы рабочей камеры обеспечивают затухание по мощности на 20 дБ (в 100 раз) уже при длине $l_1 \sim 0,25$ м.

Аналогично можно с помощью формулы (3.6) оценить активную длину рабочей камеры l (см. рис. 3.12), если принять в среднем $\Delta a/a = 0,25$ и $\epsilon_2 \sim 0,1$, что характерно для кирпичей сухого прессования. С учётом того, что высота заполнения камеры в среднем $\sim \frac{l}{2}$, а формула (3.6) отвечает полному запол-

нению высоты и даёт примерно удвоенный результат по сравнению с заполнением в 50%, получается $\alpha \sim 0,75 \text{ м}^{-1} = 6,5 \text{ дБ/м}$, и на длине ~ 2 м обеспечивается не менее чем десятикратное ослабление проходящей СВЧ-мощности и, соответственно, кпд установки $\sim 90\%$.

Производительность сушильной установки рис. 3.12 при мощности питания $P = 25$ кВт можно оценить с использованием вы-

вода предыдущего примера о сушке клеёной фанеры, где показано, что такая мощность способна испарить 40 кг/ч воды. Тогда, согласно соотношению (1.36), при $\eta_1 = 0,12$ и $\eta_2 = 0,03$ получается масса сырого материала $m_1 \leq 400$ кг, что соответствует примерно производительности 80 шт. изделий в час при массе одного кирпича ~ 5 кг.

Температура изделий может быть в случае кирпича доведена до температуры кипения испаряемой воды, и подаваемый в камеру воздух (см. рис. 3.12) должен обеспечивать отвод быстро образующегося пара без существенного увеличения влажности воздуха, заполняющего камеру. Соотношения для расчёта интенсивности массообмена с открытой поверхности некипящей воды, приведённые в гл. 1, неприспосаблимы, но можно воспользоваться данными табл. 1.6 для концентрации воды в насыщенном водяном паре. Пусть калорифер установки снабжается атмосферным воздухом температурой $T_v = 20$ °С с относительной влажностью $\eta_v = 80\%$, который нагревается до $T_0 = 100$ °С. Содержание водяного пара в нагреваемом воздухе составляет $C_{ж}\eta_v/100\% = 14$ г/м³, где $C_{ж} = 17,3$ г/м³ взято из табл. 1.6, и при нагревании воздуха до температуры $T_0 = 100$ °С его влагосодержание не изменится, а относительная влажность уменьшится до 2,3%. Разумно принять, что при обдуве кипящего слоя воды влажность горячего воздуха возрастает до 50% и его влагосодержание составит на выходе из рабочей камеры $C_{ж.вых} = C_{ж}(100\text{ °С}) \cdot 0,5 = 300$ г/м³. Следовательно, количество выведенной жидкости составит $300 - 14 = 286$ г/м³, и для вывода 40 кг испарённой воды в час понадобится 140 м³ горячего воздуха или его поток в подающей магистрали составит $\sim 2,4$ м³/мин. Полученная оценка может быть использована, как указывалось, для расчёта мощности и типа вентилятора и нагревательных элементов калорифера.

Следует отметить, что система управления сушильной установки (по рис. 3.12) также может быть автоматизирована с использованием микропроцессорного контроллера и набора датчиков контроля процесса сушки.

Крупные и высокопроизводительные технологические установки СВЧ-энергетики могут быть выполнены на принципах облучения несовершенного диэлектрика плоской волной, изложенных в гл. 2. На рис. 3.13 приведена схема сушилки лесоматериалов, разработанная в лаборатории СВЧ-энергетики Московского инженерно-физического института (МИФИ), которая состоит из сушильного бокса 1, системы воздухообмена 2, вагонетки 3 с укладкой обрабатываемого материала 6, 7, высокочастотного тракта 4, содержащего облучающие волноводы 5, автоматической системы управления, использующей датчики тем-

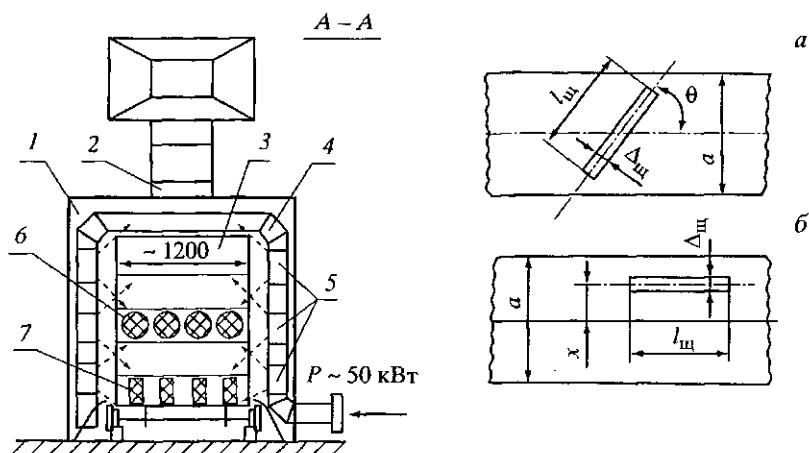
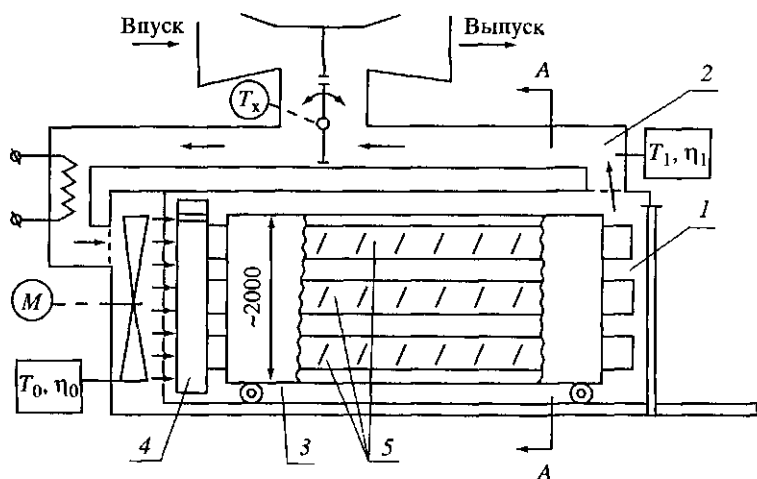


Рис. 3.13. Установка для сушки лесоматериалов методом СВЧ-облучения. *а* и *б* – варианты расположения излучающих щелей на широкой стенке прямоугольного волновода

пературы и влажности обдуваемого материал воздуха, системы СВЧ-питания на основе стандартного генератора непрерывной мощности 50 кВт с частотой 915 МГц ($\lambda = 32,8$ см).

Штабель обрабатываемой древесины облучается с двух сторон с помощью шести прямоугольных волноводов, имеющих резонансные щелевые антенны на широкой стенке (рис. 3.12, врезки *а* и *б*).

Щелевые антенны в зависимости от их расположения на стенках прямоугольного волновода могут соответствовать либо

последовательной эквивалентной схеме включения (рис. 3.13а), либо параллельной схеме (рис. 3.13б).

Для резонансных щелей длина составляет $l_{щ} \cong \lambda/2$, ширина $\Delta_{щ} \ll l_{щ}$. Сопротивление последовательной резонансной щели при её ориентации относительно оси волновода $\theta = 0^\circ$ выражается при возбуждении волной типа H_{10} как [4]

$$Z_{щ} = 0,523 Z_b \left[\frac{\lambda_b}{\lambda} \right]^2 \frac{\lambda^2}{a \cdot b} \cos^2 \left[\frac{\pi}{4} \cdot \frac{\lambda}{a} \right]. \quad (3.35a)$$

В случае параллельного включения щели проводимость равна

$$G_{щ} = 2,09 \frac{1}{Z_b} \cdot \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_b} \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_b} \right] \sin^2 \left[\frac{\pi x}{a} \right], \quad (3.35б)$$

где x — расстояние щели от оси волновода.

Мощность, излучаемая последовательно включённой щелью в режиме бегущей волны в волноводе, определяется в виде

$$P_{изл} = P_{подв} Z_{щ} / (Z_b + Z_{щ}), \quad (3.36)$$

где $P_{подв}$ — мощность, подводимая бегущей волной. Формула (3.36) справедлива также для параллельно включённых щелей при замене $Z_{щ}$ и Z_b на $G_{щ}$ и G_b соответственно.

В аппарате рис. 3.13 использован волновод сечением $a \times b = 0,22 \times 0,104$ м, $\lambda_b = 0,492$ м и $Z_{щ} = 0,84 Z_b$. Таким образом, максимально возможное значение $P_{изл}/P_{подв} = 0,45$, что свидетельствует об эффективности щелевых излучателей.

В данном случае необходимо обеспечить однородное облучение протяжённого объекта, и мощность излучения всех щелей, расположенных на одном облучающем волноводе, должна быть одинаковой. Известно, что при расположении резонансной щели на продольной оси ($\theta = 0^\circ$) широкой стенки её нормированное сопротивление $Z_{щ} = 0$ и мощность излучения по (3.35) также нулевая. Таким образом, увеличивая по ходу подводимой мощности угол θ ориентации щели относительно продольной оси широкой стенки волновода, можно реализовать облучающую систему с однородным излучением СВЧ-мощности на значительной длине. Такие излучающие системы носят наименование синфазных многощелевых антенн, и методика их расчёта при короткозамкнутом конце линии подробно изложена в [4]. При расчёте таких облучателей следует обратить внимание на согласование антенн, которое

достигается при расположении щелей на расстоянии $\lambda_v/4$ друг от друга при выполнении условия

$$nZ_{\text{щ}} = Z_v, \quad (3.37)$$

где n – число щелей, которое в данном случае достигает 24 на одном продольном волноводе.

Диаграмма направленности щелевых антенн в плоскости (рис. 3.13) имеет угол $\sim 90^\circ$, что позволяет реализовать примерно однородное облучение штабеля с помощью трёх антенн, размещённых на каждой из боковых стенок сушильного бокса.

Высокий КПД облучения достигается также тем, что отражённая от штабеля волна практически без потерь отражается от стенок сушильного бокса и практически полностью поглощается штабелем при повторных падениях.

Воздухообменная система 2 сушилки выполнена по рекуперативной схеме, когда часть отработанного воздуха возвращается в камеру для более глубокого насыщения влагой, выделяющейся на поверхности древесины. Рекуперативная система продувки камеры позволяет достичь существенной экономии электроэнергии, затрачиваемой калорифером на нагрев воздуха, и весьма выгодна для крупных установок.

Оценим производительность установки в режиме жёсткой сушки при $T_1 = 80^\circ\text{C}$, если она используется для перевода древесины объёмом 3 м^3 из состояния насыщенной влажности $\eta_n = 25\%$ в стандартное состояние деловой древесины $\eta_c = 10\%$. Методика расчёта здесь такая же, как в предыдущих примерах, но предельная масса испаряемой воды для генератора мощностью 50 кВт увеличивается до 80 кг/ч . Окончательно получается, что процесс сушки 3 м^3 древесины занимает $\sim 6\text{ ч}$ при её начальной плотности $\rho = 900\text{ кг/м}^3$, расход обдуваемого воздуха составляет $9\text{ м}^3/\text{мин}$, а мощность калорифера, требуемая для нагрева такого потока воздуха от 20 до 80°C , равна $\sim 9\text{ кВт}$ при его КПД 100% . Реально производительность сушилки будет несколько ниже, так как следует учесть расход мощности СВЧ на нагревание 3 м^3 древесины на $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ и КПД системы СВЧ-облучения. На практике время сушки некоторых сортов древесины может возрасти до $12 \div 18\text{ ч}$ из-за возможности её растрескивания при жёстком режиме нагревания.

В целом производительность СВЧ-сушилок примерно в 5 раз выше производительности сушилок традиционного типа при одинаковой потребляемой мощности от силовой электросети, а качество готовых изделий при СВЧ-сушке существенно выше.

3.4. СВЧ-сушка при пониженном давлении

Для сушки различных материалов широко используется вакуумная сушка и, учитывая перспективы развития СВЧ-энергетики, целесообразно сравнить вакуумные сушильные аппараты с традиционными методами подогрева обрабатываемого материала и СВЧ-подогревом при пониженном давлении.

Вакуумная сушка применяется для обработки материалов, качество которых недопустимо ухудшается при температурах $\sim 60 \div 80^\circ\text{C}$, используемых для сушильных процессов под атмосферным давлением, а уменьшение температуры снижает производительность обычных установок до экономически неприемлемой величины.

Сушка при пониженном давлении может осуществляться как с использованием кипения удаляемой воды, так и путём её испарения или сублимации при заморозании. Во всех трёх случаях затраты на парообразование или возгонку, определяемые уравнением (1.2), обычно восполняются внешним источником.

Эскиз рабочей камеры вакуум-сушильного аппарата традиционной конструкции приведён на рис. 3.14,а. Тепло на осушаемое изделие передается от поддона, снабжённого электронагревательными элементами в виде спиралей, а теплопередача осуществляется по схеме рис. 3.14,а слева.

Плотность потока энергии, передаваемой от внутренней поверхности поддона к внешней поверхности материала, может быть подсчитана по формуле (1.5) для двухслойного материала с учётом термосопротивления ρ_T контакта материала с плоскостью поддона [103]

$$q_s = \frac{T_3 - T_0}{d_2 / \lambda_{T2} + d_1 / \lambda_{T1} + \rho_T}, \quad (3.38)$$

а удельный поток массы воды, испаряемой с поверхности вещества,

$$\dot{m}_s = \frac{\lambda_{T1}(T_1 - T_2)}{r_n d_1}. \quad (3.39)$$

Величина термического сопротивления на поверхности контакта материала с поддоном зависит от удельного давления и шероховатости контактируемых поверхностей: для деревянной пластины толщиной $d_1 \sim (2 \div 10)$ см оно может быть принято за $\rho_T \sim 0,1$ ($\text{м}^2 \cdot \text{град}/\text{Вт}$) и если поддон выполнен из нержавеющей стали, то, согласно данным табл. 1.3 и принятым толщинам

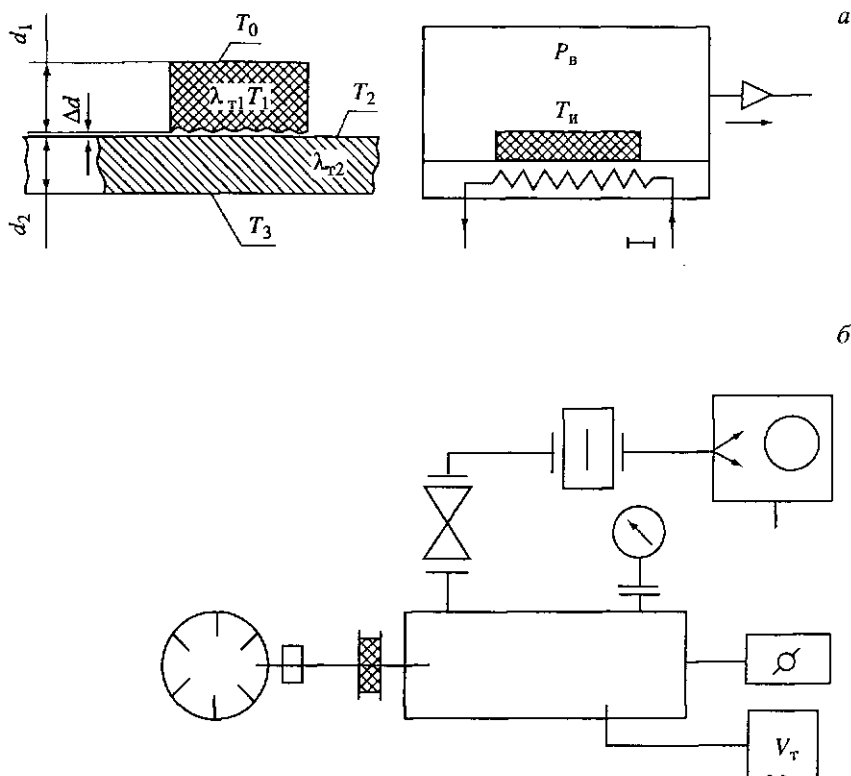


Рис. 3.14. Схема вакуумной сушилки традиционной конфигурации (а) и СВЧ-сушилки, работающей при пониженном давлении (б)

$d_1 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м, $d_2 = 10^{-3}$ м, соотношение (3.38) переписывается в виде $q_5 = 5(T_3 - T_0)$ Вт/м².

Оценку производительности вакуумной сушилки традиционной конструкции следует выполнить по (3.39), используя допустимую разность температур поверхностей материала, которая исключает его растрескивание из-за повышения давления пара в нижних ячейках. Например, для изделий типа сырых паркетных дощечек при $T_0 = 20$ °С, $T_1 = 40$ °С и при $d_1 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м удельный поток воды, испаряемый с плёнки на верхней поверхности изделия, определяется по (3.39) как $\dot{m}_5 = 0,3$ кг/(м² · ч), а температура нижней поверхности поддона составляет согласно (3.38) $T_3 = 61$ °С. Время сушки паркетных дощечек от начальной влажности $\eta_{1н} = 0,3$ до конечной влажности $\eta_{2н} = 0,1$ при удельной плотности $\rho = 700$ кг/м³ можно оценить по полученному значению $\dot{m}_5$ с использованием формулы (1.36) как $t \sim 7,8$ ч.

Из приведённых данных следует, что ограничения, накладываемые на скорость подачи энергии для парообразования при постоянной температуре материала, являются основным недостатком вакуумных сушилок классической конструкции: длительность технологического процесса может составлять часы и десятки часов в случае сушки замороженного продукта методом возгонки.

Использование СВЧ-энергетики может существенно повысить возможности вакуумной сушки, так как здесь тепло выделяется приблизительно равномерно по всему объёму продукта или преимущественно в поверхностной пленке испаряющейся воды. При неоднородном распределении влагосодержания в обрабатываемом веществе энергия СВЧ-облучения выделяется с большей интенсивностью в ячейках с большим влагосодержанием, что способствует выравниванию относительной влажности по всему объёму вещества и сокращению времени сушки до $1 \div 1,5$ ч [140].

Как было отмечено в гл. 1, параметром, определяющим испарение жидкости, является давление насыщенного пара. Поэтому возможности СВЧ-сушки при пониженном атмосферном давлении можно оценить с использованием данных табл. 1.3, распространённых на рис. 3.15 до интервала температур от 0 до -40 °С, где вода находится в твёрдой фазе (лёд).

Рассмотрим, например, процесс сушки при температуре кипения воды 20 °С. При такой температуре вода кипит, если атмосферное давление равно давлению насыщенного водяного пара, которое можно определить по графику рис. 3.15: $p_a = p_n = 2,4$ кПа = 0,024 атм. Так как удельная теплота парообразования при $T = 20$ °С, согласно (1.2) и табл. 1.3, $r_n = Q/m = 2450$ кДж/кг, то для испарения, например, 1 кг воды в час требуется передавать ей СВЧ-мощность $P = 0,68$ кВт. Мощность СВЧ-генератора при этом должна быть $P_r = 0,85$ кВт, если КПД рабочей камеры $\eta = 0,8$. Если же используется процесс испарения, то его скорость можно оценить по закону Дальтона (1.25), используя значение коэффициента C при скорости обдува $v_b = 0$ м/с из табл. 1.5. Если, например, давление в рабочей камере $p_k = 7,5$ кПа, а температура воды $T_b = 20$ °С, то, как следует из табл. 1.4 и графиков рис. 3.15, парциальное давление насыщенного пара $p_n(T_b) = 2,4$ кПа и $\dot{m}/S = 3 \cdot 10^3$ г/(м² · ч) = 0,84 г/(м² · с) при условии, что вакуумный насос обеспечивает состояние воздуха в камере, близкое к сухому. Для удержания начальной температуры воды $T_b = 20$ °С и сохранения полученной скорости испарения требуется СВЧ-генератор, обеспечивающий плот-

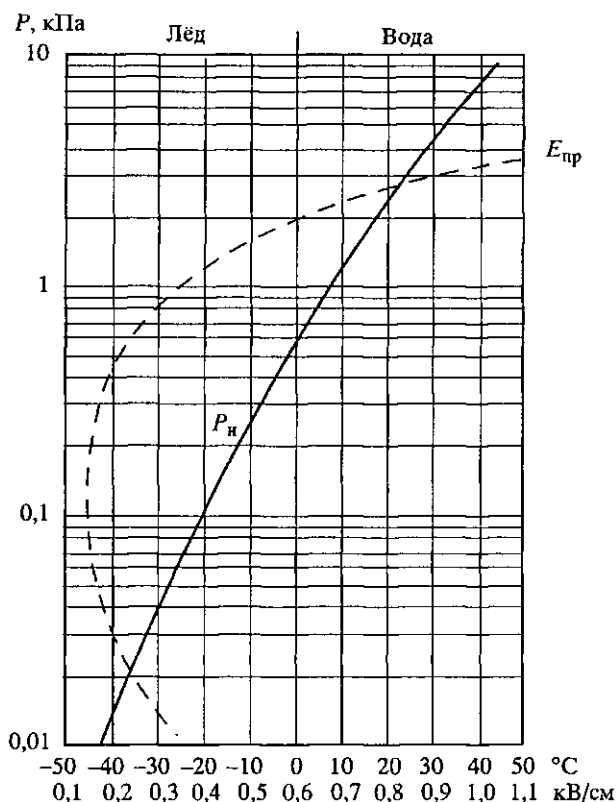


Рис. 3.15. Графики для определения давления насыщенного водяного пара p_n в зависимости от температуры и электрической прочности атмосферного воздуха в зависимости от его давления

ность поглощаемой мощности

$$P = \dot{m} r_n / S \eta = 2,5 \text{ кВт/м}^2.$$

Аналогично можно оценить производительность вакуумной СВЧ-сушки замороженного продукта с использованием сублимации, однако при этом следует иметь в виду, что производительность процесса существенно понижается из-за уменьшения давления насыщенного пара ($p_n < 0,5$ кПа).

Функциональная схема СВЧ-вакуумного сушильного аппарата приведена на рис. 3.14,б. Рабочая камера установки резонаторного или волноводного типа имеет вакуумный затвор для ввода обрабатываемого материала или загрузочное вакуумное устройство, откачивается до рабочего давления механическим вакуумным насосом и питается СВЧ-мощностью от магнетрона через

волноводный тракт, снабжённый вакуумным диэлектрическим окном. Контроль вакуума в рабочей камере осуществляется манометром, а температура вещества регистрируется датчиком температуры.

При конструировании вакуумных СВЧ-сушилок следует обращать особое внимание на электрическую прочность рабочей камеры, так как при используемых для сушки давлениях пробивное напряжение электрического поля приближается к минимуму кривой Пашена, которая на частоте 2,45 ГГц соответствует $E_{пр} < 200$ В/см в интервале давлений $30 \text{ Па} < p < 0,4 \text{ кПа}$. Зависимость пробивной напряжённости электрического поля от давления сухого воздуха при $10 \text{ Па} \leq p_{атм} \leq 4 \text{ кПа}$ построена на рис. 3.15, из которого следует, что в рассмотренном выше примере сушильного процесса при давлении $p_{атм} = 2,4 \text{ кПа}$ пробивная напряжённость $E_{пр} = 700$ В/см и она не должна быть превышена в рабочей камере.

Максимальная производительность СВЧ-вакуум сушики достигается при максимальной объёмной плотности тепловыделения в несовершенном диэлектрике, которая задается соотношением (3.1). Обрабатываемый материал наиболее часто имеет форму пластин (рис. 3.1 и рис. 3.2), которые можно располагать вдоль или поперёк электрического поля.

В первом случае напряжённость электрического поля в материале равна максимуму напряжённости поля в пространстве камеры, а во втором случае она в ϵ_1 раз меньше. Следовательно, плотность тепловыделения во втором случае в ϵ_1^2 раз меньше, чем в первом.

В рассмотренном выше примере при $E_{пр} = 700$ В/см можно по формулам (3.5) и (3.6) найти среднюю объёмную плотность тепловыделения при расположении пластин с типичным значением $\epsilon_1 = 3$ и $\text{tg} \delta = 0,1$ вдоль и поперёк электрического поля с частотой 2450 МГц: $P_{\parallel} = 100$ Вт/см³ и $P_{\perp} = 11$ Вт/см³. При таком тепловыделении в режиме кипения 1 г воды испаряется за 24,5 с в первом случае и за 223 с во втором. Из приведённого расчёта следует, что в СВЧ-сушилках с пониженным давлением пластины обрабатываемого материала предпочтительно располагать параллельно вектору электрического поля камеры.

Производительность СВЧ вакуум-сушки определяется не только мощностью СВЧ-генератора и способом размещения материала, но и характеристиками используемого насоса, который следует подбирать по рекомендациям и каталогам, собранным, например, в [23]. Для малогабаритных вакуумных СВЧ-сушилок можно рекомендовать пластинчато-роторный двухступенчатый

насос 2НРВ-5ДМ массой 30 кг, быстрота действия которого при давлении паров воды на входе в насос $\leq 2,7$ кПа составляет 5 дм³/с.

Из приведённых характеристик следует, что рекомендуемый насос может обеспечить вакуумную сушку при температуре кипения воды ≤ 20 °С при скорости откачки испаряемой воды до 326 г/ч. При такой производительности поглощаемая СВЧ-мощность должна быть ≈ 230 Вт. Для более мощных установок следует применять золотниковые вакуумные насосы, например, НРЗ-20, обеспечивающие скорость откачки не менее 20 дм³/с при давлении на входе ≥ 130 Па.

В заключение следует отметить наиболее перспективные области применения СВЧ-сушильных агрегатов с пониженным атмосферным давлением: сушка лекарственных веществ и препаратов; приготовление экологически чистых, богатых витаминами продуктов питания с длительным сроком хранения; реставрация памятников культуры (рукописей, книг) и др.

3.5. Другие перспективные области применения СВЧ-установок непрерывного действия

Учитывая тенденцию развития промышленности технически развитых зарубежных стран, а также потребности народного хозяйства России в новых и новейших технологиях, можно наметить следующие перспективные области внедрения установок СВЧ-энергетики: массовое производство высококачественной продукции тяжелой индустрии; сравнительно ограниченное по объёму производства уникальных по физико-техническим и химическим характеристикам материалов; сушка основных сельскохозяйственных зернопродуктов до влажности, необходимой для длительного хранения или для возвращения им потребительских свойств, утраченных при хранении; приготовление экологически чистых пищевых продуктов типа концентратов как животного, так и растительного происхождения; сушка лекарственных трав.

В качестве характерного примера внедрения СВЧ-энергетики в первую из отмеченных областей следует отметить шинное производство, как автотранспортное, так и авиационное, годовой объём которого достигает в России многих миллионов изделий.

Основные энергозатраты в шинном производстве приходятся на процесс вулканизации сформированных изделий, причём за-

трачиваемое на вулканизацию время определяет также производительность всего технологического цикла [132]. На вулканизацию шин используется около 70% всей тепловой энергии, необходимой для их производства, а коэффициент использования тепла в существующем вулканизационном оборудовании является весьма низким и не превышает 6%. Длительность вулканизации в пресс-форме для средних и тяжёлых шин составляет $1 \div 2$ ч, а для сверхтяжёлых шин может возрасти вдвое.

Время вулканизации крупных шин и кпд передачи им тепловой энергии определяется в основном низким коэффициентом теплопроводности резины. Переход на объёмное тепловыделение, возникающее при использовании СВЧ-облучения, даёт неоспоримые преимущества по сравнению с традиционными методами.

В России смонтирован и испытан на опытном заводе Миннефтехимпрома первый в мировой практике СВЧ-вулканизатор шин для грузовых автомобилей, результаты стендовых испытаний которого показали, что качество изготовленных в нём шин полностью соответствует существующим нормативам, а общий энергетический кпд процесса СВЧ-вулканизации составляет $20 \div 25\%$ вместо $3 \div 6\%$ для традиционной технологии [132].

Самостоятельное значение имеет использование СВЧ-энергии для предварительного нагрева покрышек в специальной установке с последующей их загрузкой в вулканизатор обычного типа. Эффективность процесса повышается за счёт сокращения времени вулканизации, а его общий энергетический кпд растёт за счёт более эффективного нагрева покрышки.

СВЧ-установка для предварительного нагрева покрышек имеет гораздо более простое устройство по сравнению с СВЧ-вулканизатором и выполнена в виде многомодовой камеры, в которую передаётся СВЧ-энергия от магнетрона с помощью рупорных антенн. Для обеспечения равномерного нагрева всех зон покрышка вращается и совершает вертикальное перемещение по оси камеры. Как показали испытания установки для предварительного нагрева шин [132], она обеспечивает повышение производительности действующих вулканизаторов до 30% и на 20% снижает общие энергозатраты производства шин. Применение предварительного СВЧ-нагрева шин обеспечивает, как установлено, и другие технологические преимущества: более лёгкое формирование покрышек на форматоре, возможность вулканизации при высоких температурах без перевулканизации покровных слоев покрышки.

При испытаниях установки предварительного нагрева был обнаружен неочевидный положительный эффект, весьма харак-

терный для СВЧ-технологий. Хотя никакого специфического воздействия, кроме теплового, СВЧ-излучение на изделие не оказывает, однако при объёмном нагревании в условиях многослойной системы прочность связи в резинокордовых элементах возрастает на $10 + 15\%$, что существенно увеличивает качество покрышек.

Перспективность внедрения СВЧ-сушильных установок для зернопродуктов, учитывая их значительные (до 30%) потери при хранении от гниения и вредителей, не вызывает сомнений. Стационарные сушильные установки элеваторного типа с производительностью в десятки тонн за сутки могут быть, например, выполнены по типу волноводных конвейерных установок (см. рис. 3.11 и рис. 3.12), на основе стандартных СВЧ-генераторов непрерывной мощностью до 50 кВт на частоте 915 МГц. Малогабаритные сушильные установки для фермерских хозяйств производительностью $20 + 50$ кг/сутки целесообразно разрабатывать с резонаторными рабочими камерами, снабжёнными системой рекуперативного обдува подогретым воздухом. Конструктивные особенности таких сушилок имеют много общего с бытовыми СВЧ-печами.

Большой практический интерес имеют разработки СВЧ-зерносушилок, аналогичных рассмотренным ранее. Особенно следует отметить установку для просушивания муки, которая, например, в результате некачественного хранения насыщается влагой до $20 + 25\%$. Диэлектрические характеристики такого продукта приблизительно соответствуют древесине (табл. 3.2), и глубина скин-слоя на частоте ~ 1 ГГц составляет ~ 30 см, возрастающая по мере просыхания, что позволяет реализовать просушку муки в обычных мешках, используемых для её складирования и имеющих достаточную пористость для прохода паров воды. Для большей равномерности тепловыделения по объёму в конструкции установки можно использовать транспортное устройство для вращения мешков и их перемещения в поле облучения антенны. Отмеченный тип сушилок может быть особенно перспективен для использования на судах, находящихся в длительном плавании и имеющих штатное СВЧ-оборудование мощностью в несколько киловатт для питания радара.

Следует особо сказать об использовании малогабаритных СВЧ-установок для сушки зернопродуктов высокой потребительской стоимости или экзотических плодов. На рис. 3.16 показан один из возможных вариантов СВЧ-сушилки кофейных зёрен или земляных орехов. Рабочая камера установки выполнена в виде цилиндрического резонатора с колебаниями E_{0m0} (например, $m = 2$), внутри которого расположен диэлектрический

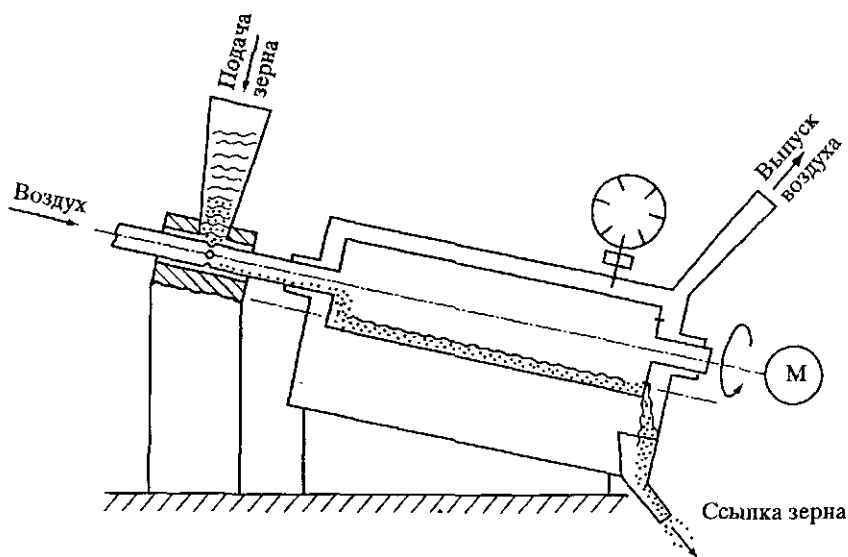


Рис. 3.16. Схема установки для СВЧ-сушки ценных зернопродуктов конвейерным методом с цилиндрической резонаторной рабочей камерой

цилиндр, обладающий малыми потерями. Через левую полуось в цилиндр подаются кофейные зёрна из бункера и обдувающий поток воздуха с температурой, равной температуре нагретых СВЧ-облучением зёрен. Цилиндр вращается с небольшой угловой скоростью, которая обеспечивает перемещение зёрен при выбранном угле наклона его поверхности к горизонту и их перемешивании для равномерности обдува. Высушенное зерно сыпается из окон правого торца цилиндра, а воздух отводится из зарешёченного окна резонатора. Предварительные расчёты, показывают, что время сушки составляет от трёх до пяти минут, а её производительность зависит от мощности используемого генератора (магнетрона или тетрода), причём кпд передачи СВЧ-энергии зёрнам может быть легко доведён до 80% и более. При кпд $\eta = 80\%$ и мощности СВЧ-генератора 1 кВт производительность сушилки согласно формулам (1.2, 1.36) составит при относительной начальной влажности зёрен 40% и конечной 10% от 3 до 3,4 кг/ч сырого зерна и возрастает до 3,4 т/ч при увеличении мощности до 1 МВт.

СВЧ-сушка зернопродуктов, кроме повышения энергетического кпд и производительности процесса, улучшает качество продукта, а также может оказывать другие дополнительные положительные эффекты, основанные на объёмном тепловыде-

лении поглощённой энергии и большим тепловыделением в местах с повышенным влагосодержанием. При сушке зерна в качестве такого положительного эффекта следует ожидать его стерилизацию от насекомых-вредителей и их личинок.

Описанные в разделе 3.4 СВЧ-установки для сушки при пониженном атмосферном давлении могут быть эффективно использованы для приготовления сублимированных мясо-продуктов и быстрого размораживания пищевых продуктов любого сорта. Продукты, полученные с помощью сублимационной сушки, имеют неограниченный срок хранения без охлаждения при соответствующей упаковке и незначительный вес, сохраняют первоначальный аромат и витаминный состав, чувствительный к нагреванию. Методом сублимационной сушки могут быть обработаны не только мясопродукты, но также фрукты, ягоды и овощи. Нет сомнения, что спрос на такие продукты будет быстро возрастать как у нас, так и в других странах.

При разработке и конструировании технологических СВЧ-установок возникают, как отмечалось, проблемы, связанные с равномерностью СВЧ-облучения материала. В то же время теория и техника СВЧ имеет много наработок, которые можно использовать для преодоления указанной трудности. Например, можно рекомендовать использование рабочих камер в виде радиальной линии передачи для обработки изделий кольцевой формы. Схема радиальной рабочей камеры показана на рис. 3.17, причём электромагнитное поле при распространении к центру линии ($r = 0$) описывается с использованием цилиндрических координат в виде [53]

$$E_z = k_b^2 A_1 H_0^{(1)}(k_b r), \quad (3.40)$$

$$H_\varphi = i k_b^2 Z^{-1} A_1 H_1^{(1)}(k_b r)$$

и при распространении волны от центра линии

$$\begin{aligned} E_z &= k_b^2 A_2 H_0^{(2)}(k_b r), \\ H_\varphi &= i k_b^2 Z^{-1} A_2 H_1^{(2)}(k_b r), \end{aligned} \quad (3.41)$$

где $H_m^{(1)}$ и $H_m^{(2)}$ – функции Ханкеля первого и второго рода порядка m , $k_b = 2\pi/\lambda_b = 2\pi\sqrt{\epsilon}/\lambda = k\sqrt{\epsilon}$ и $Z = Z_0/\sqrt{\epsilon}$ – волновое число в линии (волноводе) и характеристическое сопротивление линии. Волновое сопротивление радиальной линии при распространении волны от периферии к центру и от центра к

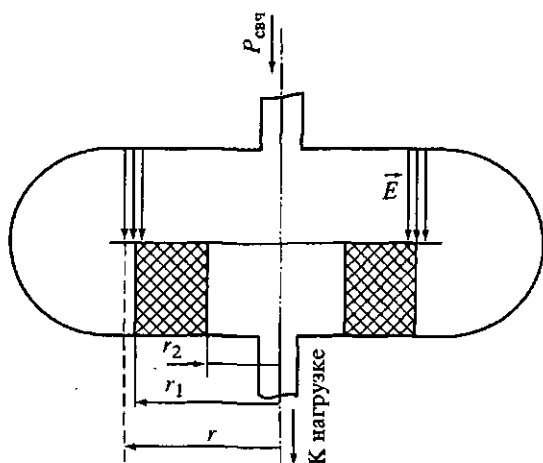


Рис. 3.17. Эскиз рабочей камеры технологической установки на основе радиальной линии

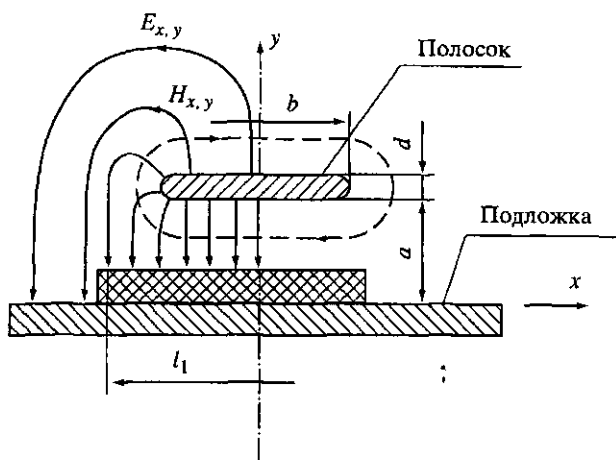


Рис. 3.18. Несимметричная полосковая линия в качестве рабочей камеры технологической установки

периферии определяется соответственно как

$$Z_{\text{в}} = \frac{iZ_0 d}{2\pi r \sqrt{\epsilon}} \frac{H_0^{(1)}(k_{\text{в}} r)}{H_1^{(1)}(k_{\text{в}} r)}, \quad Z_{\text{г}} = \frac{iZ_0 d}{2\pi r \sqrt{\epsilon}} \frac{H_0^{(2)}(k_{\text{в}} r)}{H_1^{(2)}(k_{\text{в}} r)}, \quad (3.42)$$

где d – расстояние между плоскостями линии. При $r \geq \lambda_{\text{в}}$ формулы (3.42) переходят в $Z_{\text{в}} \cong Z_0 d / (2\pi r \sqrt{\epsilon})$.

Из соотношения (3.40) видно, что напряжённость электрического поля увеличивается при движении волны к центру линии. Если в линии помещён кольцевой несовершенный диэлектрик, потери в котором пропорциональны E_z^2 , то в зависимости от его тангенса диэлектрических потерь можно подобрать такие радиусы образца r_1 , r_2 или такой ход зависимости высоты линии от радиуса $d(r)$, при которых напряжённость электрического поля внутри диэлектрика вдоль радиуса r будет практически постоянной, что эквивалентно равномерному выделению тепла по всему объёму кольцевого материала.

При обработке ленточных изделий в установках волноводного типа может быть полезной полосковая линия передач, схема которой и топография электромагнитного поля показаны на рис. 3.18. Полосковая линия имеет практически однородное распределение составляющей E_y на ширине l_1 , несколько превышающей ширину полоска d , и обеспечивает более однородное облучение ленты по сравнению с прямоугольным волноводом.

Неоднородность облучения материала в резонаторных рабочих камерах снимается при транспортировке образца перпендикулярно его продольной оси, однако неоднородность облучения вдоль оси z при этом сохраняется, так как колебания типа H_{100} в закороченном прямоугольном волноводе невозможны. На рис. 3.19 показана схема призматического резонатора с закоротками магнитного типа, выполненными в виде запредельных отрезков волновода [82], которые образованы плавным уменьшением размера a широкой стенки волновода и имеют длину, обеспечивающую затухание ≥ 20 дБ. Собственная добротность такого резонатора не уступает добротности резонатора с колебаниями H_{10n} такой же длины, резонансная частота близка к критической частоте волновода $f_{кр} = c/(2a)$, а распределение составляющей $E_y(z)$ электрического поля соответствует колебаниям типа H_{100} и однородно по длине резонатора l , что обеспечивает однородность тепловыделения в обрабатываемом материале.

Таким образом, непрерывная СВЧ-энергетика имеет большие преимущества по сравнению с традиционными технологиями обработки материалов типа несовершенных диэлектриков, к числу которых относятся изделия электротехнической и резиновой промышленности, а также большинство продуктов питания. Возможности СВЧ-энергетики существенно возрастают при увеличении средней мощности используемых СВЧ-генераторов до 1 МВт.

Совсем недавно эти технологические приёмы получили совсем неожиданное применение для выпаривания и остекловыва-

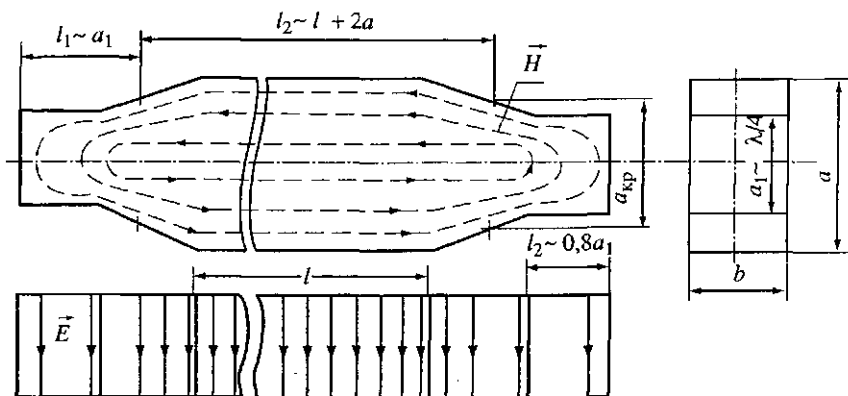


Рис. 3.19. Резонаторная рабочая камера технологической СВЧ-установки с закоротками магнитного типа

ния радиоактивных отходов. Эта работа, выполненная в Научно-исследовательском и конструкторском институте монтажной технологии [105], показала, что использование СВЧ позволяет получить из жидких радиоактивных отходов остеклованный продукт безо всяких перегрузок. Как следует из опубликованных материалов, авторам работы удалось сначала выпарить воду, а затем при нагреве оставшегося порошкового продукта остекловать сго.

На основании полученных результатов можно сделать заключение о том, что механическая прочность остеклованного продукта будет лучше, чем при обычном спекании. Это означает возможность увеличения срока безопасного хранения таких отходов, что особенно важно для их эффективного захоронения. По-видимому, такая технология может быть полезна и при изготовлении тепловыделяющих элементов методами порошковой металлургии.

ЗАДАЧИ

Задача № 9. Продукты облучаются потоком СВЧ-излучения, выходящим в свободное пространство из открытого корпуса волновода $a \times b = 72 \times 34$ мм. Мощность питающего волновод генератора $P_0 = 50$ кВт. Оценить кпд выхода СВЧ-облучения из такого облучателя, если частота генератора $f = 3$ ГГц.

Задача № 10. Устройство для нагрева воды выполнено в виде волноводной нагрузки, схема которой показана на рисунке.

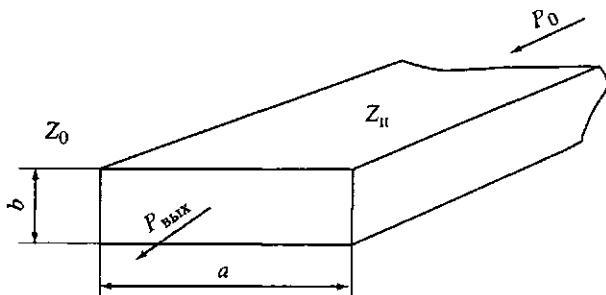


Рис. к задаче № 9

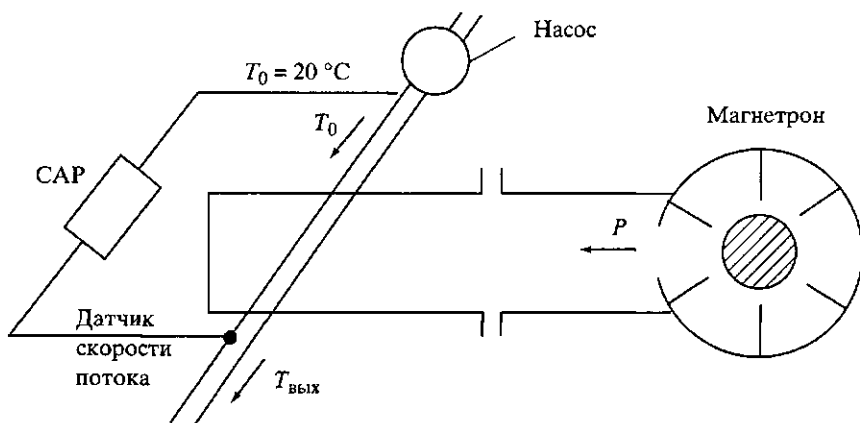


Рис. к задаче № 10

Система автономного регулирования водогрейки обеспечивает постоянную скорость теплоносителя $v = 1$ м/с в кварцевой трубке с диаметром канала $d = 5$ мм. Начальная температура воды 20°C . Определить температуру воды на выходе устройства, если оно запитывается от СВЧ-генератора мощностью 5 кВт и имеет коэффициент стоячей волны $\rho = 1,5$.

Задача № 11. Камера СВЧ-печи питается от магнетрона мощностью $P_m = 600$ Вт и имеет кпд $\eta = 0,8$. В камере расположен сосуд, содержащий 0,2 л 15%-го раствора соли в воде при температуре $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Определить время работы печи, за которое концентрация раствора соли p_c возрастет до 25% за счёт испарения воды.

У к а з а н и е: процентное содержание раствора соли определить как $p_c = 100 \frac{m_c}{m_p} = 100 \frac{m_c}{m_c + m_b}$, где m_c – масса соли, m_b –

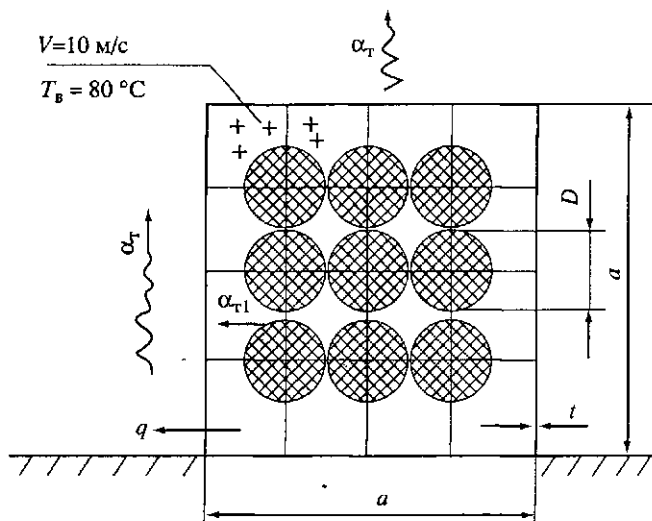


Рис. Рис. к задаче № 12

масса воды, m_p – масса раствора. Удельный вес раствора принять $\rho = 1,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, а его теплоёмкость $c_p = 4,0 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$. Удельная энергия испарения воды $r = 2,26 \text{ МДж/кг}$.

Задача № 12. Рабочая камера СВЧ-установки для сушки древесины размером $2 \times 2 \times 8 \text{ м}$ выполнена из стального листа толщиной 2 мм и заполнена бревнами диаметром 40 см, занимающими 25% площади поперечного сечения камеры. Камера продувается воздухом, нагретым до $T_b = 80 \text{ }^\circ\text{C}$, со скоростью 10 м/с. Наружные стенки камеры охлаждаются свободной конвекцией воздуха, температура которого $T_\infty = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, с коэффициентом теплопередачи $\alpha_t = 10 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$. Определить тепловые потери установки, если пол и торцевые стенки теплоизолированы.

П р и м е ч а н и е: теплофизические характеристики воздуха при $80 \text{ }^\circ\text{C}$: $\nu_t = 2,08 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\lambda_t = 0,029 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$, число Прандтля $Pr = 0,71$, $\lambda_{\text{стали}} = 54 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$.

Задача № 13. СВЧ-зерносушка запитывается от генератора с частотой 915 МГц. Определить предельно допустимую толщину слоя риса на транспортере СВЧ-зерносушилки, если его комплексная диэлектрическая проницаемость $\epsilon' = 2,8 - 0,18i$.

Глава 4

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА

В последнее время проявляется большой интерес к достижению высоких температур ($1000 \div 1400\text{ }^{\circ}\text{C}$) в материалах с помощью резонаторных систем. Размещение диэлектрических материалов с достаточно большим тангенсом диэлектрических потерь внутри объемных резонаторов позволяет использовать практически всю СВЧ-энергию питающего генератора для нагревания использованных образцов. Эта новая и очень привлекательная особенность СВЧ-печей позволяет надеяться, что резонаторные полости пригодны для нагревания образцов и до более высоких температур ($\sim 3000\text{ }^{\circ}\text{C}$) без использования тугоплавких материалов в конструктивных элементах таких печей.

Настоящая глава посвящена вопросам исследования возможностей реализации высокотемпературного до $2000 \div 3000\text{ K}$ воздействия СВЧ-поля на несовершенный диэлектрик в СВЧ-нагревателях.

4.1. Применение СВЧ-волн для получения керамик с улучшенными характеристиками

Первые результаты по спеканию порошка с целью получения керамик с улучшенными характеристиками были получены в конце 1980-х – начале 1990-х годов [173, 196, 214, 218, 221]. В первых экспериментах использовались СВЧ-генераторы непрерывного режима с частотой $f = 0,95$ и $2,45\text{ ГГц}$ и со средней мощностью 12 и 48 кВт. Воздействие СВЧ-волн на порошок в течение длительного времени ($\sim 0,5 \div 1\text{ ч}$) приводило

к спеканию порошка и образованию керамики. Поскольку СВЧ-поле проникает на всю глубину порошка, то это приводит к более равномерному нагреву порошка по сравнению с обычными методами нагрева. Использование СВЧ приводит не только к уменьшению количества необходимой для спекания электрической энергии и уменьшению времени спекания. В действительности же факт быстрого, практически безинерционного нагрева порошка и возможность легко контролировать параметры СВЧ-генератора во время процедуры спекания порошка позволяет получить новые уникальные возможности для производства продукта с новыми, существенно улучшенными, свойствами.

Было показано, что при использовании СВЧ-волн для спекания порошка получается более плотная керамика, имеющая более мелкую кристаллическую структуру.

На рис. 4.1 показана структура керамики $\text{Al}_2\text{O}_3 + 30\% \text{TiC}$ с добавкой 5% TiH_2 после спекания порошка в течение 30 мин при температуре 1700 °С при использовании микроволнового (слева) и обычного нагрева. Как видно из этого рисунка, керамика, полученная при спекании порошка с использованием СВЧ-генераторов, имеет более мелкую кристаллическую структуру, что может повлиять на физические свойства таких керамик.

Другим не менее важным фактором является то, что такие керамики являются не только более плотными, но, в отличие от спечённых обычным способом керамик, имеют и более высокую удельную плотность при малых размерах каждого зерна (рис. 4.2).

Однако использование СВЧ-колебаний сравнительно низкой частоты (2,45 ГГц) для спекания керамик имеет определённые недостатки.

Во-первых, керамики, особенно на основе чистых окислов и нитридов, имеют сравнительно малый коэффициент поглощения и поэтому только малая часть СВЧ-энергии будет поглощаться в таких порошках.

Во-вторых, при таких частотах распределение СВЧ-поля внутри камеры спекания будет неоднородно, что приводит к неоднородности свойств получаемого продукта.

Эти недостатки можно устранить, если использовать более высокие частоты, что и было сделано позже [216]. Это связано с тем, что согласно (3.5, 3.6) поглощение возрастает с увеличением частоты. Кроме того, пространственная неоднородность распределения поля уменьшается с увеличением отношения размера печи спекания L к длине волны СВЧ-колебаний λ . Это означает,

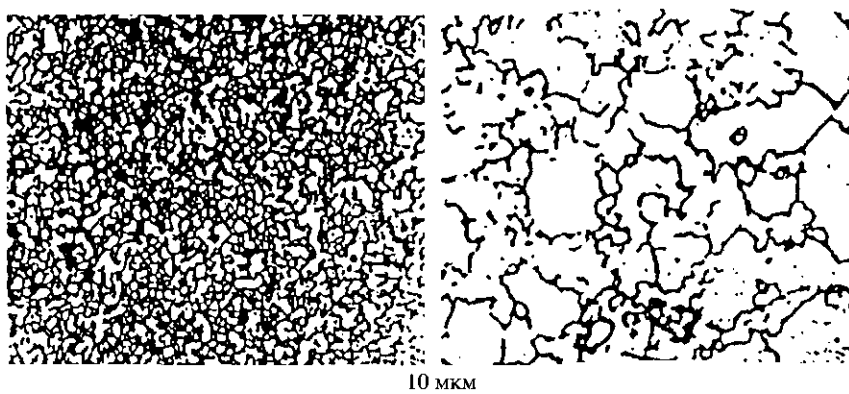


Рис. 4.1. Структура керамики при её спекании

что более высокочастотный (миллиметровый) диапазон более предпочтителен по сравнению с дециметровым и сантиметровым. Работы с использованием СВЧ-генераторов миллиметрового диапазона с частотами $f = 28 \div 30$ ГГц для спекания керамики были выполнены в лабораториях США, России, Германии и Японии [189, 216].

Типичная установка для спекания порошка, показанная на схеме рис. 4.3, состоит из СВЧ-генератора, охлаждаемого электромагнита, квазиоптической линии передачи с большим коэффициентом преобразования мод, печи отжига, системы измерения температуры и системы контроля.

В качестве СВЧ-генератора лучше всего использовать гиротрон, разработанный в Институте прикладной физики РАН [189]. Гиротрон позволял генерировать в непрерывном режиме мощность 10 кВт на частоте 30 ГГц.

Одна из таких камер подробно описана в [216]. Камера спекания представляет собой цилиндрическую камеру с диаметром 50 см и высотой 60 см. Для такой камеры $L/\lambda \approx 50$. Это означает, что внутри камеры можно получить достаточно однородное распределение электромагнитного поля.

В рабочей камере возможно получать вакуум и изменять его от 10^{-3} до 2 мм рт.ст.

Для оптимизации процесса спекания порошка необходимо точное знание распределения электромагнитного поля внутри пустой и заполненной порошком камеры спекания.

Были проведены эксперименты по спеканию из порошка керамики Al_2O_3 и пьезокерамики [216]. Эксперименты показали, что при использовании миллиметровых волн процесс спекания

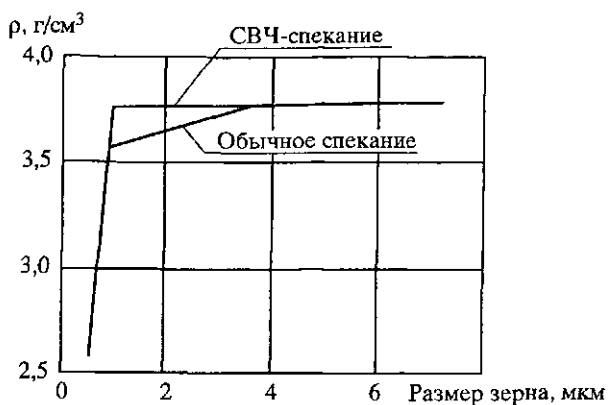


Рис. 4.2. Удельная плотность керамики в зависимости от размера зерна при обычном и СВЧ-спекании

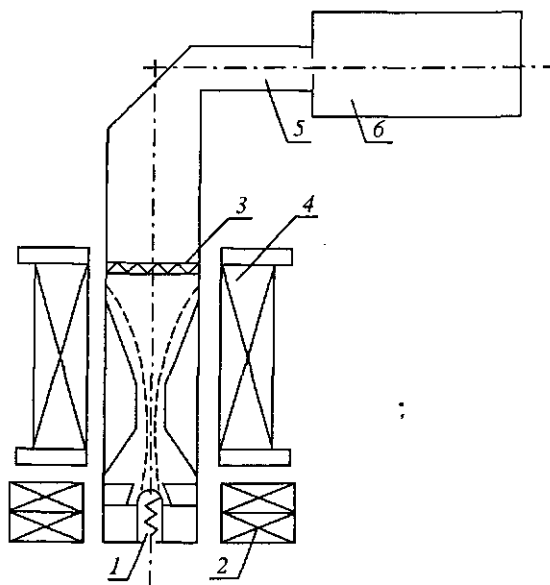


Рис. 4.3. Схема СВЧ-установки для спекания керамического порошка:
 1 – катод, 2 – магнит инжектора, 3 – вакуумное окно, 4 – соленоид,
 5 – волновод, 6 – рабочая камера

начинается при температурах меньших примерно на 50 °С по сравнению с обычным спеканием, и уже при более низких температурах можно получить более плотные керамики.

Так, для Al_2O_3 -керамики плотность достигала 98% теоретической плотности при $T \geq 1450$ °С, тогда как при обычном спекании такую плотность можно получить только при $T \geq 1625$ °С.

Уменьшение температуры спекания (950 °С вместо 1200 °С) особенно важно для пьезокерамик. При более низких температурах спекания уменьшается испарение PbO -добавки пьезокерамик, что приводит к существенному улучшению их свойств.

Другой немаловажной особенностью СВЧ-спекания является, как уже отмечалось, получение мелкокристаллической структуры керамик в спечённом состоянии поскольку при спекании при более низких температурах имеет место только незначительное увеличение размеров зёрен. Можно ожидать, что технология получения ультра-дисперсных керамик позволит существенно улучшить свойства таких керамик.

Так, если получать порошок Al_2O_3 методом взрывания алюминиевых проволочек в атмосфере кислорода, то размеры получающегося при этом порошка будут порядка 20 нм [199]. Используя СВЧ-спекание можно показать, что $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ трансформируется в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ уже при температуре 1150 °С, и при этом размеры зёрен в спечённой керамике не превышают $50 \div 100$ нм.

Было показано, что по сравнению с быстрым обычным спеканием СВЧ-спекание имеет преимущества. Оно начинается при более низких температурах, и керамика имеет ту же плотность уже при температуре на 150 °С ниже по сравнению с быстрым обычным спеканием.

На рис. 4.4 показано изменение плотности Al_2O_3 -керамики с температурой при обычном спекании и с использованием миллиметровых волн для керамик с двумя начальными плотностями ρ : 2,5 г/см³ и 2,7 г/см³.

Видно, что при СВЧ-спекании возможно получить более плотную керамику при существенно меньших температурах (для керамики с $\rho_0 = 2,5$ г/см³ $\rho = 3,57$ г/см³ при $T = 1150$ °С вместо $\rho = 3,32$ г/см³ при $T = 1300$ °С при обычном спекании).

Таким образом, приведённые результаты убедительно показывают, что на основе СВЧ-энергии возможна разработка принципиально новой технологии производства керамических материалов с существенно лучшими характеристиками. Технология спекания керамик с помощью СВЧ будет особен-

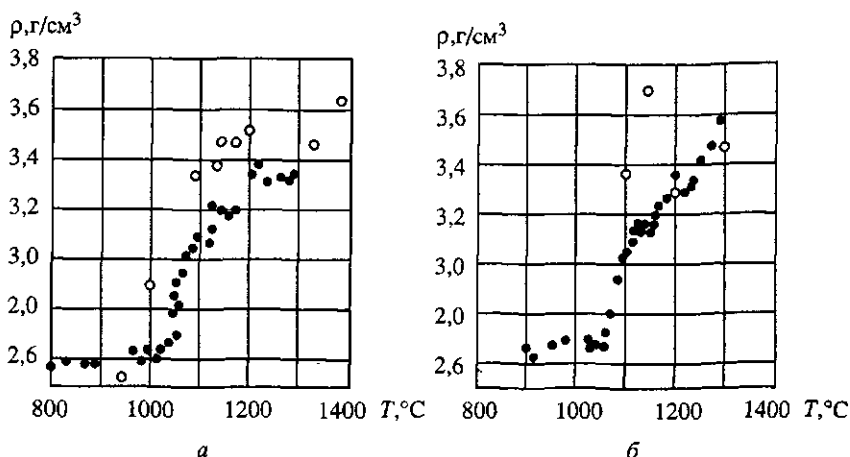


Рис. 4.4. Удельная плотность Al_2O_3 -керамики в зависимости от температуры:

слева – начальная плотность $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$, справа $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$. Чёрные кружки – обычное спекание, белые – СВЧ-спекание

но перспективна при её совместном использовании с ультразвуком [209, 222].

Таким образом характерное для СВЧ-нагрева распределение температуры внутри образца может привести к положительным результатам. Благодаря уменьшению температуры от внутренней области к поверхности пористая структура образца остаётся открытой до более высокого значения плотности и это приводит к ускорению уплотнения и получению более высоких конечных плотностей. Кроме приведённых выше примеров имеется много других процессов, в которых характерное для СВЧ-спекания распределение температуры играет положительную роль. Одним из таких примеров является получение реакционно-спечённого нитрида кремния. Керамические материалы на его основе являются перспективными для высокотемпературных применений, поскольку они сохраняют механическую прочность при более высоких температурах. Обычно нитрид кремния получают путём азотирования спрессованных кремниевых заготовок при температуре $1150 \div 1450 \text{ }^{\circ}\text{C}$ в атмосфере азота. При СВЧ-спекании температура внутри образца выше, чем на поверхности, и поэтому пористая структура на поверхности дольше остаётся открытой, что приводит к более легкой диффузии азота внутрь образца. Это приводит к тому, что можно азотировать заготовки, имеющие более высокую начальную плотность,

увеличить прочность и трещиностойкость конечных изделий [175].

Особенности температурного распределения при СВЧ-нагреве представляют большой интерес и при спекании высокотемпературных сверхпроводников $Y_1Ba_2Cu_3O_7$. Для таких керамик очень важно сохранить именно такой стехиометрический состав во время спекания, что возможно, если предотвратить потери кислорода во время приготовления этих керамик. Более высокая температура внутри сверхпроводника позволяют уменьшить диффузию кислорода наружу и добиться желаемого результата. В следующей главе будет показано, как плазменная СВЧ-энергетика вместе с высокотемпературным СВЧ-спеканием позволяют получить высокотемпературные сверхпроводники лучшего качества.

4.2. Применение СВЧ-волн для спекания порошково-металлургического продукта

Описанная выше технология может быть использована и для спекания порошков с целью получения методами порошковой металлургии изделий со значительно лучшими качествами. На самом деле, порошковая металлургия является одной из перспективных современных технологий, однако, как и в случае с керамиками, спекание порошков со слабой теплопроводностью не позволяет получить равномерное спекание всего изделия, следствием чего является ухудшение характеристик получаемого продукта. Это особенно проявляется при получении методами порошковой металлургии твёрдых сплавов.

Проведённые работы показали [190, 192, 215, 222], что использование для спекания порошков СВЧ-энергии позволяет получить более равномерное нагревание и, как следствие, получить изделие с большей плотностью и лучшими физико-механическими свойствами. Особенно подробно исследовались твердые сплавы типа WC-Co (6% Co). Проведённые эксперименты показали, что при СВЧ-спекании существенно уменьшается процент открытых и закрытых пор в спекённом изделии (рис. 4.5).

Как видно из рисунка, в случае СВЧ-спекания количество закрытых пор уменьшается до величины ~1% уже при $T = 1150^\circ\text{C}$, в то время как при обычном спекании при $T = 1150^\circ\text{C}$ пористость составляет свыше 25% и падает до 1% только при температуре $T = 1300^\circ\text{C}$.

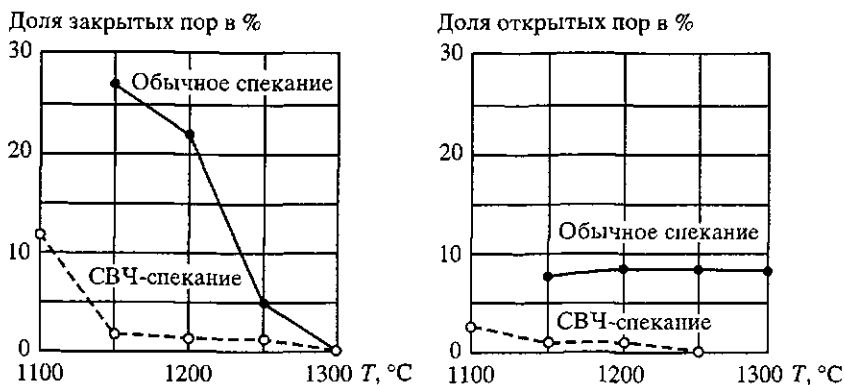


Рис. 4.5. Пористость WC-Co керамики при обычном и СВЧ-спекании

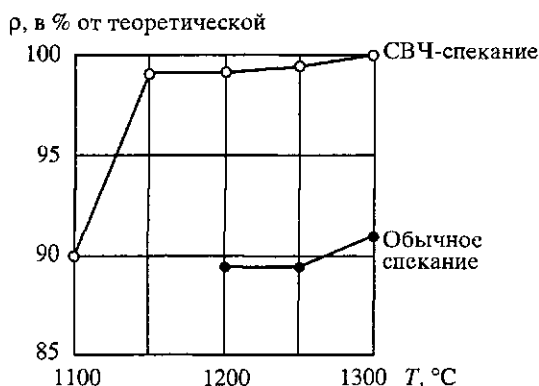


Рис. 4.6. Плотность WC-Co керамики в зависимости от температуры спекания при обычном и СВЧ-нагревании ;

Что касается открытых пор, то при обычном спекании пористость практически не меняется и составляет 7% даже при $T = 1300$ °C, в то время как при СВЧ-спекании она падает до величины меньше 1% уже при $T = 1150$ °C.

При СВЧ-спекании существенно увеличивается и плотность изделия. Как видно из рис. 4.6, при СВЧ-спекании плотность изделия достигает 98% от теоретического значения уже при $T = 1150$ °C, в то время как при обычном спекании плотность не превышает 90% от теоретического значения даже при $T = 1300$ °C.

Важно отметить, что в случае использования СВЧ спекание начинается уже при $T = 1100$ °C, в то время как при обычном спекании процесс начинается только при $T = 1200$ °C (рис. 4.7).

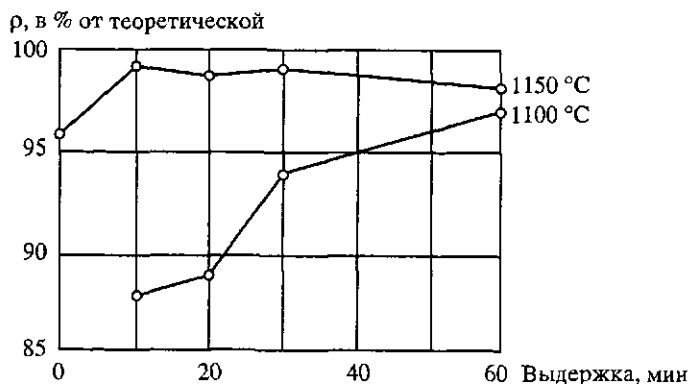


Рис. 4.7. Плотность WC-Co керамики при СВЧ-спекании

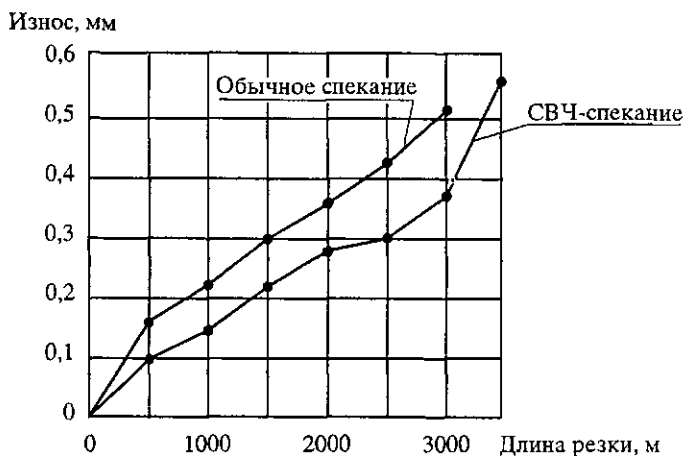


Рис. 4.8. Износ инструмента с режущими пластинами на основе WC-6Co керамики, спекённой обычным и СВЧ способами

Перечисленные свойства агломератов, спекённых с использованием СВЧ-энергии, позволили получить изделия с существенно лучшими свойствами. На рис. 4.8 показано, как изнашивается инструмент, изготовленный из WC-6Co обычным спеканием и с использованием СВЧ.

Видно, что износ инструмента, изготовленного СВЧ-спеканием, существенно меньше.

Всё вышесказанное убедительно показывает перспективность СВЧ-энергетики для получения методами порошковой металлургии изделий с улучшенными физико-механическими свойствами.

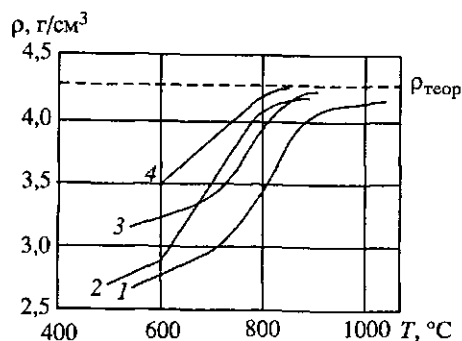


Рис. 4.9. Удельная плотность TiO_2 -керамики при различных способах спекания:

2, 4 – СВЧ-нагревание, 3 – обычное нагревание, 1, 2 – холодное прессование порошка, 3, 4 – магнитодинамическое сжатие порошка

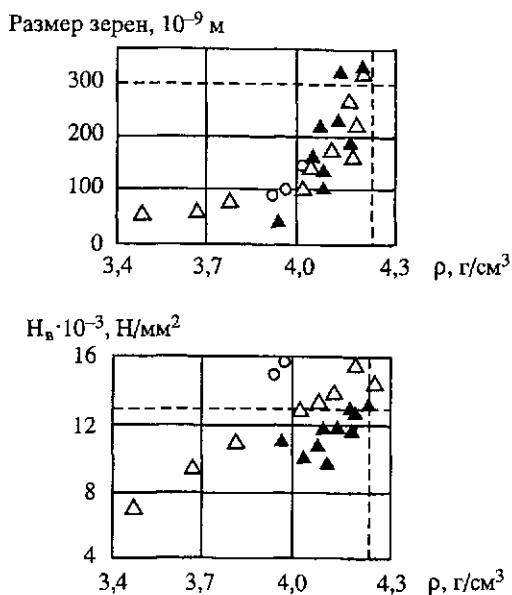


Рис. 4.10. Размер зёрен и твёрдость керамики для обычного и СВЧ-спекания:

Чёрные треугольники – обычное нагревание, магнито-динамическое сжатие порошка; светлые треугольники – СВЧ-спекание, магнито-динамическое сжатие порошка; кружки – СВЧ-спекание, холодное прессование порошка

Интересные результаты по спеканию инструментальной керамики получены коллективом Института прикладной физики РАН и Института электрофизики уральского отделения РАН [175]. Этими коллективами была выполнена работа по спеканию порошков TiO_2 с использованием СВЧ-колебаний с $f = 84$ ГГц. Порошки получались или методом взрывающихся проволочек, или методом газового осаждения и предварительно были спрессованы в таблетки или холодным прессованием, или магнитодинамическим сжатием. Эти методы позволяли получить спрессованные образцы с начальной плотностью $\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$ в первом случае и $\rho = 3,2 \text{ г/см}^3$ во втором.

Как следует из рис. 4.9, плотность образцов, спечённых СВЧ-нагревом, быстрее приближается к теоретическому пределу, равному $\rho_t = 4,15 \div 4,2 \text{ г/см}^3$ и достигает значения $\rho = (0,98 \div 0,99) \rho_t \text{ г/см}^3$ при меньших температурах.

Особенно большая разница получается в случае таблеток, полученных холодным прессованием. Эти результаты показали также, что размеры зёрен быстро увеличиваются с увеличением температуры и равны примерно 100 нм при плотности $\rho = 3,9 \text{ г/см}^3$ и увеличиваются до 300 нм при $\rho = 4,15 \div 4,2 \text{ г/см}^3$ (рис. 4.10). Как следует из рисунка, при $\rho = 3,9 \text{ г/см}^3$ размеры зёрен для керамик с использованием СВЧ-спекания меньше, чем при обычном быстром спекании.

Представляет интерес и тот факт, что керамика, спечённая СВЧ-методом, имела на 10% более высокую микротвёрдость по сравнению с керамикой, спечённой по традиционным технологиям (рис. 4.10). Отмеченное обстоятельство, как справедливо отметили авторы, является средством локализации СВЧ-нагрева на поверхности контакта отдельных зёрен, что приводит к существенному усилению связи между ними. Особенно сильное увеличение микротвёрдости достигается в случае СВЧ-спекания порошков, полученных методом холодного прессования. Микротвёрдость таких керамик достигает по Бринелю величины $H_b \approx 15000 \text{ Н/мм}^2$ ($H_b \approx 15000 \text{ кгс/мм}^2$), что существенно превышает твёрдость режущих инструментальных сталей типа «Победит» и монокристаллов рутила ($H_b \approx 13000 \text{ Н/мм}^2$). Очевидно, что керамики, спечённые по СВЧ-технологии, перспективны для широкого внедрения в металлообрабатывающие отрасли промышленности в виде режущих насадок на фрезы, свёрла и резцы, а также в виде шлифовальных кругов.

4.3. Спекание таблеток топлива для ядерных реакторов

Одним из перспективных направлений использования СВЧ-энергии в ядерной энергетике может стать спекание топливных таблеток в СВЧ-нагревателе. В настоящее время спекание топливных таблеток на основе диоксида урана UO_2 для бланкетов ядерных энергетических установок осуществляется в печах муфельного типа, которые представляют собой громоздкие протяжённые многосекционные установки.

Примерный температурный режим спекания топливных таблеток показан на рис. 4.11. Из рисунка видно, что полный технологический цикл спекания составляет одни сутки, при этом в максимуме температура превышает 2000 К.

В результате проведённых экспериментов нами были получены данные о диэлектрических свойствах диоксида урана UO_2 :

$$\varepsilon = 14,6 \pm 6\%$$

$$\operatorname{tg} \delta = 0,16 \pm 9\%.$$

Полученные результаты показывают, что диоксид урана имеет высокие значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь и, следовательно, является перспективным материалом с точки зрения воздействия на него СВЧ-поля.

Основным элементом СВЧ-нагревателя является охлаждаемый водой высокочастотный резонатор, изготовленный из хорошо проводящего металла (например, из меди) и запитываемый от генератора, работающего в непрерывном режиме. Экономичность и производительность нагревательной установки обеспечивается высоким уровнем передачи СВЧ-мощности рабочему телу (до 80 ÷ 90%) и выбором конструкции резонатора.

Очевидно, что требуемая температура нагреваемого тела может достигаться путём соответствующего выбора уровня мощности СВЧ-генератора. Однако при разработке технологической установки промышленного типа вопрос минимизации энергозатрат на производство единицы продукции становится первоочередным и в случае СВЧ-нагревателя требует специальных исследований.

Рассмотрим тепловой баланс высокотемпературного СВЧ-нагревателя и проведём математическое моделирование процесса высокотемпературного СВЧ-нагрева несовершенного диэлектрика на примере диоксида.

Поскольку процесс спекания длителен во времени, при моделировании процессов теплопереноса в первую очередь

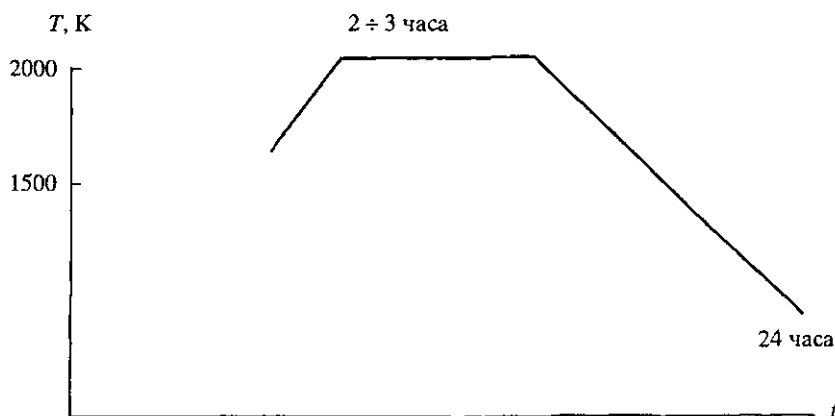


Рис. 4.11. Примерная температурная зависимость спекания топливных таблеток на основе диоксида урана

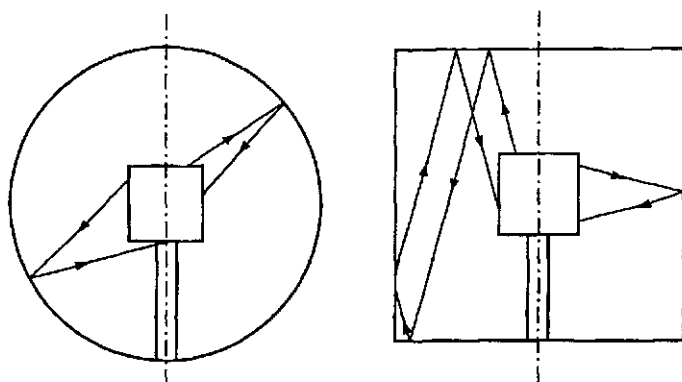


Рис. 4.12. Схема спекания таблеток внутри сферического ($\gamma_{\text{eff}} \approx \gamma$) и цилиндрического ($\gamma_{\text{eff}} < \gamma$) резонаторов

необходимо определить эффективный коэффициент отражения мощности γ_{eff} от стенок резонатора. Были рассмотрены два случая: цилиндрического и сферического резонаторов (рис. 4.12). Считалось, что нагреваемое тело представляет собой цилиндр, находящийся на оси резонатора. Для расчёта γ_{eff} использовался метод Монте-Карло.

Нахождение γ_{eff} основано на многократном расчёте траектории «луча», испущенного нагретым телом, до попадания луча обратно в тело. При этом для каждого луча находится собственный коэффициент отражения и количество отражений от стенок. Траектория луча подчиняется закону зеркального отражения. Положение точки испускания луча и его направление

берётся случайным образом с помощью генератора случайных чисел.

При построении математической модели считалось, что интенсивность излучения равномерна по всем телесным углам. Такая модель соответствует диффузному излучению или излучению абсолютно чёрного тела. В этом случае поверхность является ламбертовским источником излучения. При этом мощность, излученная элементарной поверхностью в направлении телесного угла $d\Omega$, определяется формулой

$$P = I \cos \theta d\Omega, \quad (4.1)$$

где I – интенсивность излучения, $\cos \theta$ – косинус Ламберта. При этом $I = \text{const}$. Мощность, вернувшаяся в тело, определяется выражением

$$P' = I \cos \theta d\Omega \gamma^n, \quad (4.2)$$

где γ – собственный коэффициент отражения мощности от стенок резонатора, n – количество отражений теплового луча от стенок резонатора. Из (4.1) и (4.2) получаем выражение для эффективного коэффициента отражения

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{\int \int \cos \theta d\theta \gamma^n}{\int \int \cos \theta d\theta}. \quad (4.3)$$

Рассматривалось влияние формы, размеров и взаимного расположения резонатора и нагреваемого образца на величину эффективного коэффициента отражения. Из геометрических соображений очевидно, что системы с подобными размерами имеют одинаковые γ_{eff} , поэтому размеры тела и резонатора брались в относительных единицах.

Рассматривался цилиндрический резонатор, длина H которого равна диаметру D , и сферический резонатор с диаметром D_1 , отношение $k = V_2/V_1$ (V_1 – объём образца, V_2 – объём резонатора) бралось равным 100. Рабочее тело располагалось в центре резонатора. Его длина и диаметр равны h и r_0 соответственно.

Зависимости γ_{eff} от формы образца, определяемой отношением диаметра образца к его длине d/h , представлены на рис. 4.13 для цилиндрического резонатора и на рис. 4.14 для сферического резонатора. Из графиков зависимости видно, что в цилиндрическом резонаторе наибольшие эффективные коэффициенты отражения имеют тела в виде тонкого диска и длин-

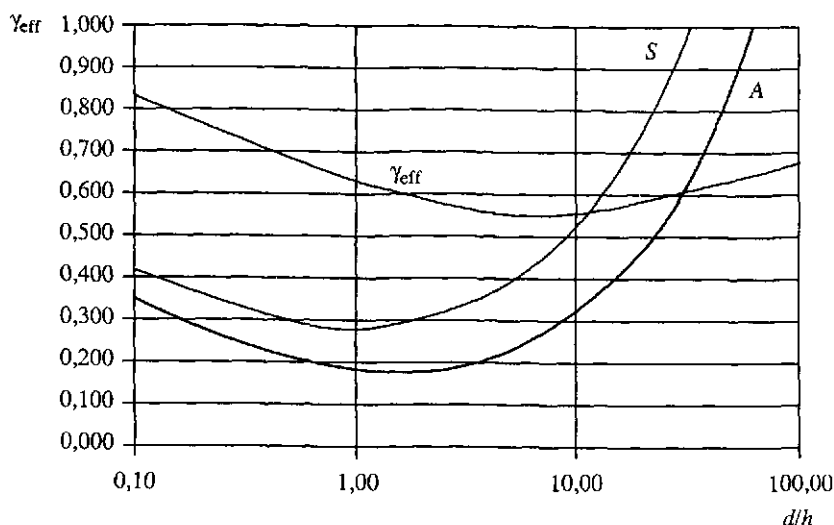


Рис. 4.13. Зависимость γ_{eff} от формы тела в цилиндрическом резонаторе

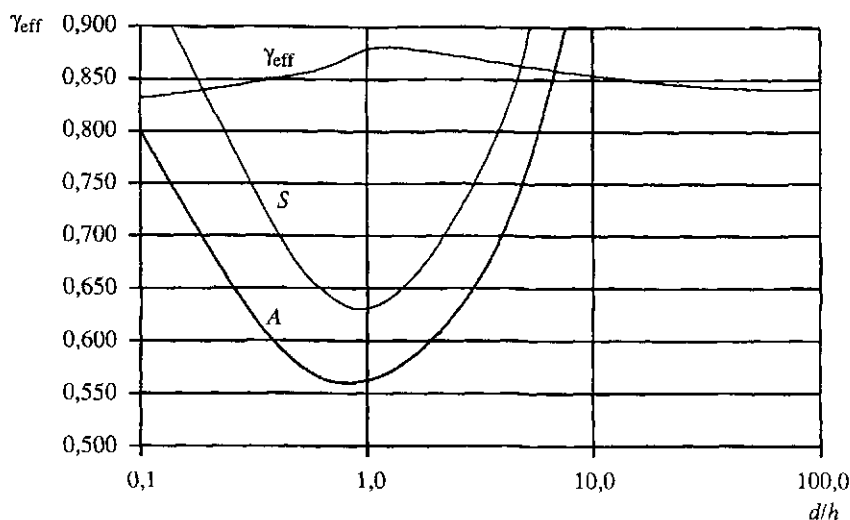


Рис. 4.14. Зависимость γ_{eff} от формы тела в сферическом резонаторе

ного цилиндра, тогда как в сферическом резонаторе наибольшее значение γ_{eff} достигается при $d \cong h$. На обоих графиках также представлены зависимости для площади поверхности тела S и для величины $A = (1 - \gamma_{\text{eff}})S$. Видно, что в обоих случаях близкой к оптимальной формой образца является цилиндр с минимальной площадью поверхности, когда его длина и диаметр равны. Это

обусловлено тем, что при отклонении формы тела от оптимальной его площадь изменяется значительно сильнее, чем эффективный коэффициент отражения.

Цилиндрический резонатор может иметь различную длину и диаметр, поэтому целесообразно рассмотреть зависимость эффективного коэффициента отражения от отношения длины резонатора к диаметру H/D при неизменном коэффициенте заполнения резонатора $k = 100$. Расчётные данные показывают, что существует оптимальное отношение длины резонатора к диаметру, равное $H/D = 0,5$.

Рабочее тело может иметь различный объём. В связи с этим были рассмотрены зависимости эффективного коэффициента отражения от коэффициента заполнения резонатора. Расчётные данные представлены на рис. 4.15 и 4.16. Из графиков видно, что в цилиндрическом резонаторе γ_{eff} существенно падает с увеличением коэффициента заполнения, в то время как в системе на основе сферического резонатора γ_{eff} растёт. Несмотря на то, что рост γ_{eff} не слишком большой, небольшое увеличение γ_{eff} при высоком собственном коэффициенте отражения стенок резонатора может привести к значительному увеличению предельно достижимой температуры или к снижению требуемой для нагрева СВЧ-мощности.

Нагреваемый образец может быть расположен в различных местах вдоль оси резонатора. Поэтому были рассмотрены зависимости эффективного коэффициента отражения от координаты x центра тела по оси резонатора в виде отношения x/H . Полученная для цилиндрического резонатора зависимость свидетельствует, что оптимальным является расположение образца в центре резонатора, в то время как для сферического резонатора изменение γ_{eff} оказалось несущественным и не выходящим за пределы погрешности расчётов.

Наконец собственный коэффициент отражения γ стенок резонатора может принимать самые разные значения. В связи с этим была рассмотрена зависимость эффективного коэффициента отражения от γ . Полученные данные свидетельствуют, что нагревательная система на основе цилиндрического резонатора по отражающим свойствам значительно уступает системе на основе сферического резонатора. Таким образом, из полученных результатов следует, что величина γ_{eff} существенно зависит от конфигураций и размеров нагреваемого тела и резонатора, так как именно они определяют количество внутренних отражений излученного теплового луча, прежде чем он вновь поглотится телом. В ряде случаев γ_{eff} может быть заметно меньше, чем коэффициент отражения внутренних стенок резонатора γ .

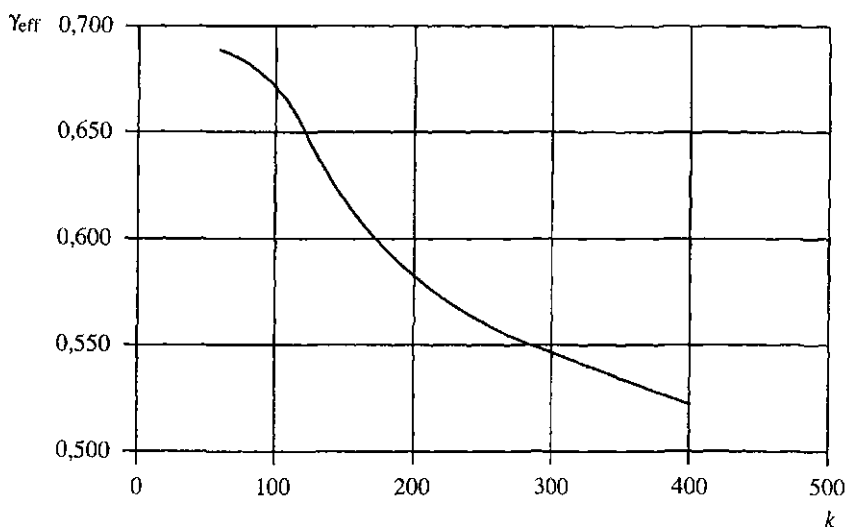


Рис. 4.15. Зависимость γ_{eff} от коэффициента заполнения для цилиндрического резонатора

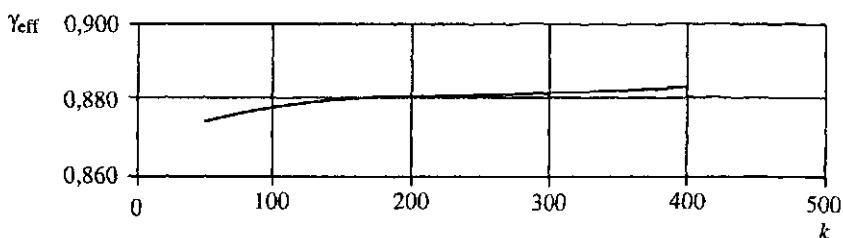


Рис. 4.16. Зависимость γ_{eff} от коэффициента заполнения для сферического резонатора

На основании проведённых исследований по γ_{eff} исследовался температурный режим абсолютно чёрного цилиндрического тела радиуса r_0 и высотой h , размещённого в центре резонатора с зеркально отражающими внутренними поверхностями. Рассматривались сферический и цилиндрический резонаторы. Отношение $k = V_2/V_1$ должно составлять $k = 50 \div 100$, что продиктовано необходимостью обеспечения устойчивой работы СВЧ-генератора на нагрузку с переменным входным сопротивлением из-за существенной температурной зависимости объёма, удельных теплоёмкости, проводимости и других параметров нагреваемого образца. Также требуется, чтобы коэффициент отражения от внутренних поверхностей γ был как можно выше.

При проведении численного моделирования в качестве исходных принимались следующие величины:

$$P = 5 \text{ кВт}, \quad r_0 = 0,0542 \text{ м},$$

$$\eta = 0,8, \quad h = 0,108 \text{ м},$$

$$m = 10 \text{ кг}, \quad S = 0,055 \text{ м}^2,$$

$$\rho = 10^4 \text{ г/м}^3, \quad V_1 = 10^{-3} \text{ м}^3,$$

$$c_p = 300 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}, \quad k = 0,02.$$

Величины c_p и плотности тела ρ соответствуют диоксиду урана, а значения r_0 и h отвечают условию минимума S . Выбор в качестве нагреваемого объекта цилиндра с минимальной площадью поверхности продиктован целесообразностью специального исследования связи γ_{eff} и T_{max} . Графики зависимости температуры тела от времени представлены на рис. 4.17.

Оценочные расчёты предельно достижимых температур дают следующие результаты. Для резонатора цилиндрической формы с наименьшей площадью внутренней поверхности эффективный коэффициент отражения $\gamma_{\text{eff}} = 0,926$, для сферического резонатора $\gamma_{\text{eff}} = 0,973$. В обоих случаях полагалось, что собственный коэффициент отражения $\gamma = 0,98$. Графики полученных температурных зависимостей представлены на рис. 4.18.

Предельные значения температуры для первого и второго вариантов составляют соответственно 2620 и 2040 К. Достаточно малая разница в значениях γ_{eff} приводит к существенному различию значений предельной температуры. Видно также, что система нагреваемое тело – цилиндрический резонатор существенно уступает по своей эффективности системе, в которой резонатор имеет сферическую форму. Однако в плане технологии изготовления и эксплуатации предпочтительно использовать цилиндрический резонатор.

Важным вопросом является проблема обеспечения большого перепада температуры между нагретым телом и стенками резонатора, которые желательно удерживать при температуре $< 100^\circ\text{C}$. Указанную проблему можно решить при использовании керамических держателей тигля, на котором размещён нагреваемый образец. Очевидно, что тигель и держатели должны быть выполнены из тугоплавких керамик с малым значением $\text{tg}\delta$, чтобы избежать потерь СВЧ-мощности на их нагревание. С другой стороны, держатели должны быть выполнены из материала с малым коэффициентом теплопроводности λ_t , иметь небольшое поперечное сечение S и достаточно большую длину.

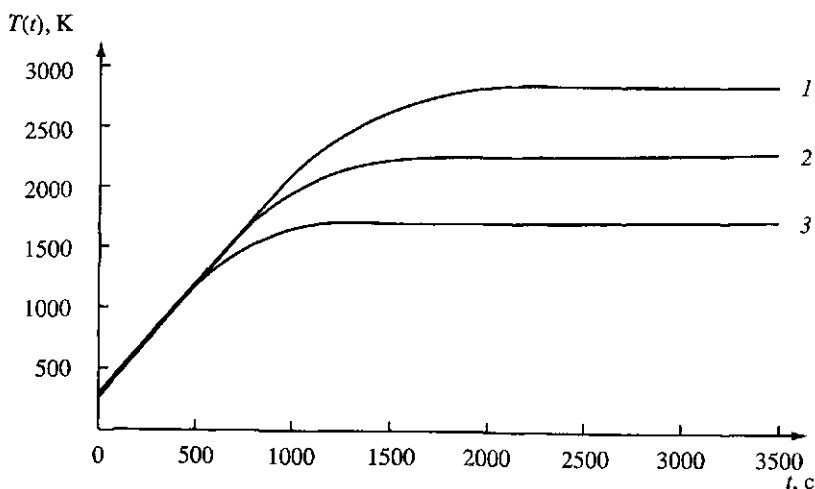


Рис. 4.17. Зависимость температуры тела от времени при различных γ_{eff} :

1 – $\gamma_{\text{eff}} = 0,98$, $T_{\text{max}} = 2825$ K, 2 – $\gamma_{\text{eff}} = 0,95$, $T_{\text{max}} = 2247$ K, 3 – $\gamma_{\text{eff}} = 0,85$, $T_{\text{max}} = 1707$ K

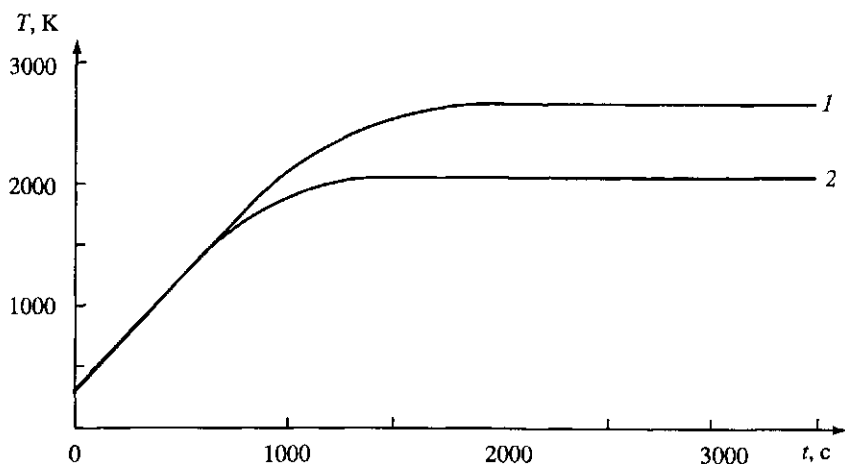


Рис. 4.18. Зависимость температуры тела от времени для сферического (1) и цилиндрического (2) резонаторов

Приведённые выше результаты позволяют определить зависимость требуемой мощности P для нагрева образцов до температуры $T_{\text{max}} = 2100$ K, удельного расхода СВЧ-мощности на 1 кг диоксида урана P_1 и среднего за технологический цикл удельного расхода СВЧ-мощности на 1 кг диоксида урана $P_{\text{ср}}$ от коэффициента загрузки k .

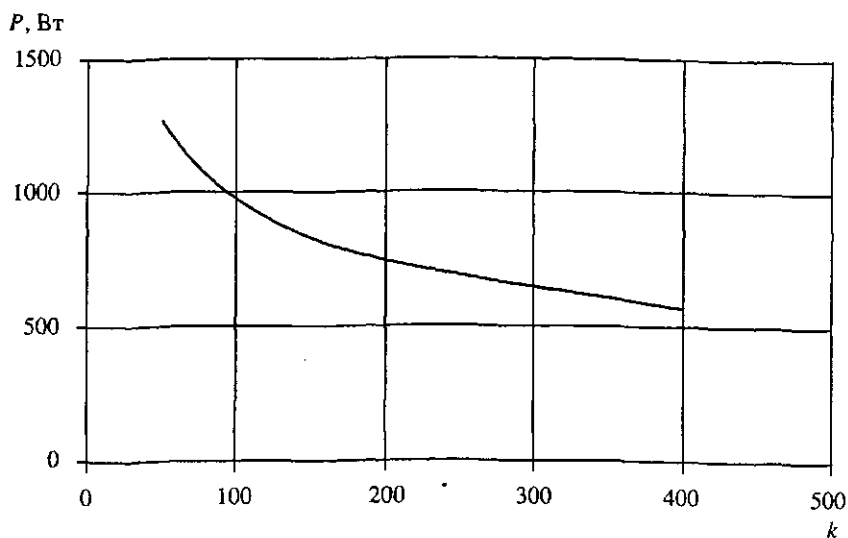


Рис. 4.19. Зависимость СВЧ-мощности от коэффициента заполнения на частоте 945 МГц

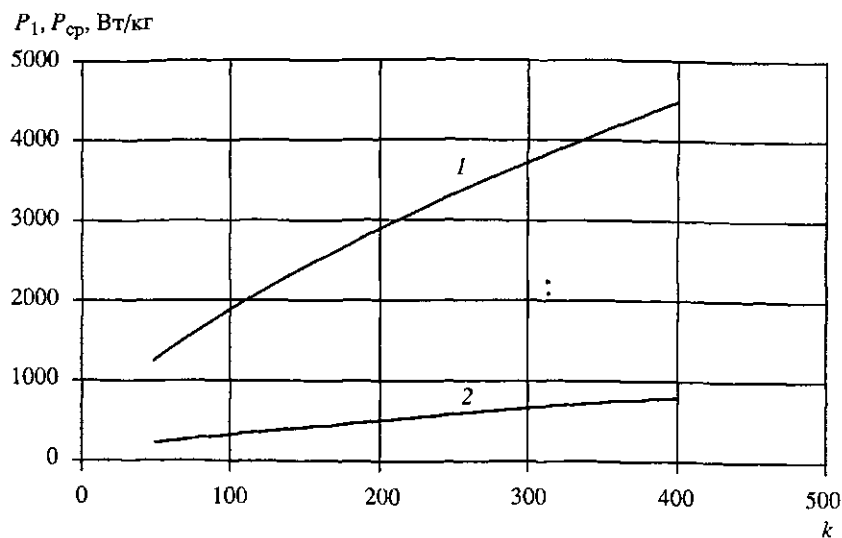


Рис. 4.20. Зависимость удельной СВЧ-мощности P_1 (1) и средней за процесс удельной СВЧ-мощности P_{cp} (2) от коэффициента заполнения на частоте 945 МГц

Были рассмотрены резонаторы на частоты 2450 МГц, 945 МГц и 200 МГц. Во всех случаях объектом исследований являлся цилиндрический резонатор оптимальной для нагрева формы, у которого для E_{010} -типа колебаний длина равна радиусу при собственном коэффициенте отражения стенок $\gamma = 0,98$.

Например, зависимость массы нагреваемого диоксида урана при различных коэффициентах заполнения k требуемые мощности СВЧ-генератора P , удельная мощность на кг массы P_1 и средняя за процесс удельная мощность $P_{\text{ср}}$ представлены на рис. 4.19 и 4.20.

Полученные результаты позволяют сделать два важных вывода. Во-первых, с уменьшением массы загружаемого в резонатор урана падает экономичность установки. Во-вторых, более низкочастотные резонаторы имеют более высокий КПД из-за низкого удельного расхода мощности. Тем не менее можно предполагать, что установки, рассчитанные на частоты 2450 и 945 МГц найдут применение в лабораторных исследованиях из-за своей компактности и значительно более низкой стоимости, чем двухсотмегагерцовые.

Проведённые в МИФИ теоретические и экспериментальные исследования подтвердили перспективность использования СВЧ для спекания таблеток топлива для ядерных реакторов.

Необходимо отметить, что диэлектрические характеристики двуокиси урана могут сильно изменяться при нагреве. В связи с этим остро встаёт вопрос устойчивой работы СВЧ-генератора на нагрузку с переменным волновым сопротивлением. С этой точки зрения лучше работать на высших модах резонаторов, когда резонансные кривые для отдельных типов колебаний перекрываются. Это полезно и с точки зрения увеличения веса диоксида урана, одновременно загружаемого в резонатор.

4.4. Использование СВЧ-энергии при сжигании углей

Развитие энергетики в значительной мере связано с использованием низкокачественных углей. Два фактора оказывают существенное влияние на процесс сжигания таких углей. Во-первых, необходимость использования высокоэффективных очистных сооружений и, во-вторых, большое содержание золы в таких углях, сильно влияющие на процесс горения.

Естественно, что эти проблемы теплоэнергетики в той или иной степени решаются. Однако действенность применяемых способов и средств избирательна к определённым условиям, эф-

фективность ограничена, поэтому даже внедрение этих способов и средств не исчерпывает проблем. К тому же в ряде случаев решение одних проблем усложняет решение других. Например, утончение помола угольной пыли повышает эффективность сжигания, но увеличивает взрывоопасность при транспортировке пыли к топке. Полнота сгорания максимальна при стехиометрическом составе смеси, которому соответствуют наибольшие температуры процесса сжигания, но высокие температуры приводят к образованию большого количества загрязняющих веществ и в некоторых случаях увеличивают шлакование стенок и панелей топки.

Поэтому привлечение новых способов и средств для решения задач теплоэнергетики представляет интерес.

В последнее время проводятся исследования по нетрадиционным воздействиям на процесс сжигания топлива с целью повышения его эффективности и на газообразные продукты сгорания для снижения содержания вредных веществ.

Так, имеется информация [133] о повышении кпд при воздействии электрического поля на пламя и при обработке электрическим разрядом компонентов топливной смеси. Физическое обоснование эффекта связывается с ускорением подвода окислителя к частице топлива вследствие срыва под действием ионного ветра продуктов сгорания, увеличением скорости распространения пламени, устранением местных зон недостатка окислителя, снижением теплопотерь с уходящими дымами из-за улучшения теплообмена в котельной установке. Отмечается также полученное в экспериментах снижение содержания оксидов азота и окиси углерода в дымовых газах.

Расширяется использование электрических плазмотронов для розжига и стабилизации горения пылеугольных топлив с перспективой замены мазута, используемого в значительных количествах для этих целей, особенно при сжигании высокозольных углей.

Таким образом, имеются прецеденты полезного применения в теплоэнергетике плазмообразующих воздействий. Вместе с тем многочисленные эксперименты в области химической кинетики показывают, что среди всех типов электрических разрядов разряд в СВЧ-электромагнитном поле обладает особенно высоким активирующим действием [97].

Преимущества СВЧ-разряда заключаются в многообразии его форм и свойств, в возможности управления ими с помощью изменения плотности потока энергии, длительности и скважности СВЧ-импульсов, в существенной неравновесности кинетических процессов в плазме при определённых условиях. Кроме

того, особенностью СВЧ-полей является возможность концентрации энергии в ограниченной зоне пространства и, практически, безынерционная управляемость мощностью во времени и в пространстве, что позволяет применительно к топочным процессам локализовать воздействие в определенной зоне, быстро изменять факторы воздействия при изменении условий горения, например, в связи с изменением характеристик топлива. Короткоимпульсный характер ионизационного воздействия и на два порядка более длительные процессы релаксации дают возможность последовательно воздействовать (сканировать) на различные зоны пространства, используя один источник СВЧ-энергии.

Это означает, что СВЧ-поля не имеют альтернативы с точки зрения объёмного нагрева. Особенного интереса заслуживает тот факт, что основная часть СВЧ-энергии в углях с большим содержанием золы поглощается в частицах углерода, поскольку углерод имеет существенно больший тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta =$

$$= \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \text{ и практически вся СВЧ-энергия идёт на нагрев угля, а не}$$

золы. Нагрев угольных частиц в СВЧ-поле происходит примерно на порядок интенсивнее, чем нагрев золы. Таким образом, СВЧ-энергия является лучшим методом равномерного по объёму нагрева частиц угля. Проведённые экспериментальные результаты подтверждают это.

Можно предполагать, что физическая основа влияния СВЧ-энергии на процесс горения та же, что и при воздействии электрических полей: снижение порога активизации молекул топлива и окислителя, улучшение условий их контакта вследствие большей подвижности в электромагнитном поле этих молекул и продуктов сгорания, протекание плазмохимических реакций. Следует отметить, что возможностей изменять свойства плазмы, а, следовательно, влиять на ход химических реакций, гораздо больше в случае, когда она создаётся СВЧ-полем. Результатом должно быть повышение КПД, увеличение скорости горения (а значит, увеличение мощности тепловыделения), улучшение условий воспламенения для высокозольного топлива.

Первые эксперименты по горению угля в сильном импульсном СВЧ-поле показали возможность поддержания СВЧ-разрядом активного горения слоя угля в таких условиях, когда самостоятельного горения угля (без СВЧ-разряда) не происходит [130].

Полезные эффекты можно ожидать и в связи с объёмным нагревом СВЧ-полем крупных фракций угля, в результате чего

возникают термические напряжения, их раскалывание, и происходит более интенсивное и более полное сгорание топлива. Эти явления могут послужить основой предложений по эффективному сжиганию угольной пыли более крупного помола, что существенно при использовании высокосольного топлива.

СВЧ-излучение может оказывать существенное влияние и на процесс горения других низкокалорийных топлив. Эксперименты по воздействию СВЧ-полем на процесс горения обеднённых смесей топлива (пропан, этилен, метан) и окислителя (воздух и смесь кислорода), проведённые фирмой General Motors, показали увеличение скорости горения [186].

Влияние СВЧ-излучения на процесс горения можно объяснить следующим образом. При рассмотрении горения углерода принято считать, что на внешней поверхности частиц на поверхности внутренних пор происходят следующие гетерогенные реакции, обобщенно представляющие многостадийные адсорбционно-десорбционные механизмы химических превращений:



Первые две реакции в (4.4) являются экзотермическими, а третья – эндотермической. Тепловые эффекты реакций очень слабо зависят от температуры и для практических расчётов могут быть приняты равными: $Q_1 = 395$ кДж/моль, $Q_2 = 219$ кДж/моль, $Q_3 = 176$ кДж/моль, причём в соответствии с законом Гесса $Q_1 = Q_2 + Q_3$. Кроме гетерогенных реакций (4.4) существенное влияние на горение частиц может оказывать гомогенная реакция горения окиси углерода в окружающей частицу газовой среде



Эта реакция является экзотермической, и её тепловой эффект составляет $Q_4 = 2Q_1 - Q_2 = 571$ кДж/моль.

Скорость горения твёрдого топлива можно определить на основе квазистационарной диффузионно-кинетической теории [160].

Коэффициент реакционного газообмена α для каждой из реакций (4.4) определяется в результате решения уравнений диффузии для области внутри пористой частицы. При наличии сферической симметрии для реакции первого порядка по газовому реагенту были получены следующие выражения для коэф-

коэффициента реакционного газообмена [160]:

$$\alpha = k(1 + Z d_p \sigma_i) = k(S_p + Z S_i) / S_p, \quad (4.6)$$

$$Z = \frac{3}{\Delta} \left(\operatorname{cth} \Delta - \frac{1}{\Delta} \right), \quad \Delta = \frac{d_p}{2} \left(\frac{\sigma_i k}{D_i} \right)^{1/2},$$

где σ_i – внутренняя поверхность углерода в единице объема, $S_i = \pi d_p \sigma_i / 3$ – внутренняя поверхность углерода в пористой частице, D_i – коэффициент диффузии газового реагента внутри пористой частицы, S_p и d_p – внешние поверхность и диаметр частицы.

Константа скорости реакции k задается, как правило, в виде закона Аррениуса

$$k = k_0 \exp(-E / RT), \quad (4.7)$$

где предэкспоненциальный множитель k_0 и энергия активации E предполагаются постоянными величинами.

Выражение (4.6) учитывает вклад как внешнего $\alpha = k$, так и внутреннего $\alpha = k Z S_i / S_p$ реагирования. Видно, что коэффициент реакционного газообмена α зависит не только от скорости химической реакции k , но и от внутренней структуры и размера пористой частицы. Степень участия внутренней поверхности в реакции характеризуется коэффициентом Z . С ростом температуры и уменьшением размера частицы роль внутреннего реагирования, как следует из (4.6) и (4.7), снижается.

Из (4.6) следует, что могут иметь место два предельных режима горения: поверхностный (фронтальный), когда горение локализовано в узком слое, и объемный, когда горение происходит равномерно по всему объему частицы. Режим поверхностного горения реализуется в случае $\Delta \gg 1$; при этом $Z = 3/\Delta$ и, следовательно,

$$\alpha = k + (k \sigma_i D_i)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Если первый член много больше второго, то $\alpha = k$ и имеет место внешнекинетический режим, когда горение происходит на наружной поверхности частицы. При этом реагирующий газ полностью расходуется на внешней поверхности и не проникает внутрь частицы. В обратном случае $\alpha = (k \sigma_i D_i)^{1/2}$ реализуется так называемый внутридиффузионный режим, когда горение происходит в тонком внутреннем слое вблизи поверхности частицы.

При $\Delta \ll 1$ из (4.6) получается $Z = 1$ и, следовательно,

$$\alpha = k(1 + d_p \sigma_i / 6) = k(S_p + S_i) / S_p. \quad (4.9)$$

Выражение (4.9) описывает горение в кинетическом режиме, когда отсутствует внутреннее диффузионное торможение и имеет место полное проникновение газового реагента внутрь частицы. Согласно (4.9) химическая реакция протекает как на внешней, так и на внутренней поверхности частицы. При $S_i \gg S_p$ реализуется режим внутрикинетического (объёмного) реагирования, когда скорость изменения массы частицы пропорциональна объёму, а не внешней поверхности частицы.

На рис. 4.21 схематично показана зависимость от температуры эффективного коэффициента реакционного обмена $\alpha_{\text{eff}} = \alpha\beta/(\alpha + \beta)$, где β – коэффициент массопереноса реагирующего газа из внешнего потока к наружной поверхности частицы.

Видно, что с ростом температуры последовательно происходит переход от внутрикинетического режима горения, $\alpha_{\text{eff}} = kd_p \sigma_i / 6$ (1) к внутридиффузионному $\alpha_{\text{eff}} = (k\sigma_i D_i)^{1/2}$ (2), затем к внешнекинетическому, $\alpha_{\text{eff}} = k$ (3) и, наконец, к внешнедиффузионному, $\alpha_{\text{eff}} = \beta$ (4). Конечно, перечисленные характерные режимы горения могут не быть так ярко выраженными, но в целом приведенная на рис. 4.21 схема смены режимов с изменением температуры реализуется в действительности.

Как видно из этого рисунка, при самых низких температурах имеет место внутрикинетический режим горения. С точки зрения окисления этот режим можно реализовать при сжигании низкокалорийных углей с большим содержанием кислорода (бурые угли) или из-за улучшения подвода кислорода при СВЧ-воздействии. Последнее, по-видимому, возможно также из-за быстрого уменьшения размеров угольных частиц под действием СВЧ.

Важным параметром, характеризующим интенсивность сжигания топлива, является кривая выгорания, определяющая изменение отношения расхода топлива к начальному расходу ζ .

Кроме того, важным параметром является также величина Σ , характеризующая соотношение между диффузионным и кинетическим сопротивлениями при горении.

На рис. 4.22 изображена зависимость коэффициента выгорания от времени пребывания топлива в камере сгорания для монодисперсного (сплошные линии) и экспоненциального (штриховые линии) распределения частиц по размерам для разных Σ [30].

Из этого рисунка видно, что в кинетическом режиме ($\Sigma = 0$), который и реализуется при СВЧ-поджиге, выгорание проис-

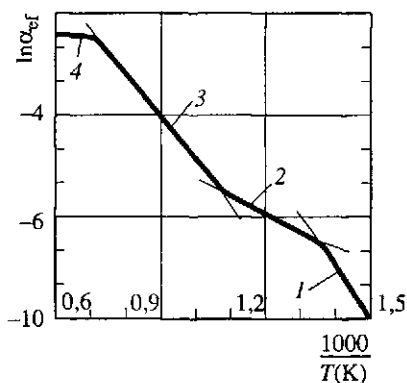


Рис. 4.21. Зависимость реакционного обмена от температуры

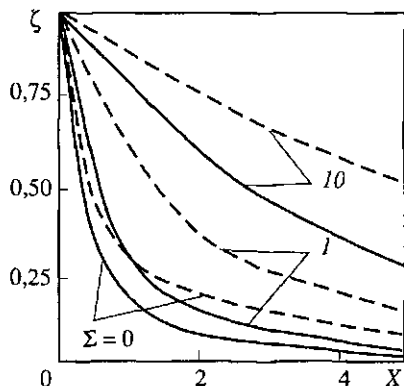


Рис. 4.22. Зависимость коэффициента выгорания топлива от времени горения
(X – безразмерный параметр, характеризующий время)

ходит значительно быстрее. Это приводит к возможности получения дополнительного тепла при таком сжигании. Например, на одном корпусе котла Змиевской ГРЭС сжигается $80 \div 90$ т/ч угольной пыли, для розжига которой используется 6000 м³/ч природного газа и 2 т/ч мазута. Это значит, что мощность такого котла примерно 0,5 ГВт, а на поджиг расходуется примерно 80 МВт, т.е. примерно 15% от мощности котла. Поскольку 90% СВЧ-мощности поглощается в угле, для поджига хватило бы 40 МВт СВЧ-энергии. При этом при $X \equiv 5$ выгорание будет практически полное, в то время как при диффузионном режиме остается ~25% топлива. Используя 40 МВт СВЧ-мощности, можно получить при этом мощность дополнительного тепла $P \sim 1,5 \times 0,25$ ГВт = 370 МВт.

Это означает, что если из всего тепла только 33% идёт на производство электричества, то, используя для поджига СВЧ-генератор с КПД ~90%, можно не только обеспечить сжигание низкокалорийных углей, но и получить дополнительно электрической энергии в 3 раза больше, чем затрачено для питания СВЧ-генератора.

Необходимо отметить, что СВЧ-мощности ~40 МВт будут достаточно большими установками и поэтому, по-видимому, СВЧ-поджиг целесообразно использовать для более эффективного сжигания топлива в меньших котлах, например, в котлах со сжиганием ~1 кг/с, для которых достаточно использовать СВЧ-генераторы с мощностью 60 кВт. Такие СВЧ-генераторы явля-

ются довольно компактными и их использование на ТЭЦ не вызывает никаких трудностей.

СВЧ-энергия может быть полезна и с точки зрения уменьшения вредных выбросов при сжигании углей, если при этом использовать предварительный нагрев угольной пыли. Это будет способствовать выделению азота в виде молекул N_2 из топлива ещё до сжигания, что приведёт к уменьшению содержания оксидов азота в дымовых выбросах. Так, при нагреве до 900 °С содержание оксидов азота в дымовых выбросах уменьшается в 4 раза [11].

Применение СВЧ-энергии может быть весьма полезным и при газификации угля. Можно предположить два механизма воздействия. Один из них основан на упомянутом выше различном селективном нагреве частиц углерода и золы, в результате чего температура углеродных частиц может быть доведена до уровня, при котором происходит окисление до СО, а температура частиц золы ограничена уровнем, при котором возможна дальнейшая утилизация шлака. При этом доля вклада СВЧ-энергии в эндотермический процесс газификации по отношению к общему количеству вводимого тепла должна оптимизироваться с учётом технико-экономических аспектов. Другой механизм воздействия на процесс газификации может быть связан с использованием плазмы СВЧ-разряда для создания условий, облегчающих протекание полезных химических реакций при более низкой средней объёмной температуре потока угольной пыли. Подробнее этот вопрос рассмотрен в следующей главе.

Таким образом, анализ проблем, возникающих при сжигании твёрдых топлив, показывает перспективность использования СВЧ-энергии на различных стадиях сжигания топлива. Использование СВЧ-энергии позволяет осуществить комплексное воздействие на топливо, улучшить условия его сгорания и уменьшить содержание вредных выбросов.

Глава 5

ПЛАЗМЕННАЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА

СВЧ-энергия может использоваться не только для нагрева, сушки и спекания, но и для получения СВЧ-плазмы, которая также может быть использована в новых технологических процессах. Так, в последнее время бурно развиваются новые направления, связанные с использованием СВЧ-плазмы. К их числу относятся:

- получение водорода;
- получение оксидов и нитридов высокочистых материалов;
- плазмохимическая переработка углей, включая их пиролиз и газификацию;
- использование СВЧ-плазмы в космической энергетике, в частности, для имитации вхождения ракет в атмосферу Земли.

Эти направления и рассмотрены в настоящей главе.

Особенностью СВЧ-плазмы является её высокая чистота, которую нельзя получить с помощью обычных плазмотронов, более эффективный вклад энергии в СВЧ-плазму и возможность получения плотной высокотемпературной плазмы в небольших объёмах. Всё это предопределяет перспективность СВЧ-энергетики в будущем. Рассмотрим сначала вопросы, связанные с конструированием и изготовлением СВЧ-плазмотронов, а затем области их наиболее перспективного применения.

5.1. СВЧ-плазмотроны

Технические приемы, которые используются для получения СВЧ-плазмы, свойственны именно СВЧ-диапазону и совершенно отличны от применяемых при других частотах. Это связано с тем, что длина волны соизмерима с размерами устройств и для конструирования используются системы с распределёнными параметрами (волноводы, резонаторы и др.). Плазма может быть создана при давлениях от 10^{-3} Торр до атмосферного,

используемые средние мощности лежат в пределах от единиц ватт до сотен киловатт (последнее ограничено возможностями надёжного получения СВЧ-энергии). Концентрации электронов в СВЧ-плазме обычно велики и превышают критическую концентрацию, определяемую по частоте поля с помощью соотношения $n_{\text{ек}} [\text{см}^{-3}] = 1,24 \cdot 10^{10} f^{-2} [\text{ГГц}]$. Разрешёнными для промышленных применений частотами являются 460 МГц, 915 МГц, 2,45 ГГц.

Основным элементом генератора плазмы является устройство, позволяющее вводить электромагнитную энергию в разрядный объём. Этот узел определяет структуру электромагнитного поля, энергетическую эффективность устройства, широкополосность (зависимость свойств плазмы от частоты), уровни минимальной и максимальной мощности. Достоинства СВЧ-диапазона проявляются в том, что можно создать конструкции для получения плазмы с очень широким спектром параметров. Все конструкции СВЧ-диапазона могут быть условно разделены на несколько групп в соответствии с принципами, положенными в основу их работы. Это:

- генераторы плазмы, основанные на передающих линиях СВЧ,
- генераторы плазмы на основе резонаторов СВЧ,
- генераторы плазмы с использованием волн в плазме,
- генераторы плазмы с применением замедляющих структур,
- генераторы с распределённым в пространстве вводом энергии в плазму,
- генераторы плазмы в волновых пучках,
- генераторы плазмы с иницированными СВЧ-разрядами,
- генераторы плазмы в СВЧ-системах с внешними магнитными полями,
- генераторы плазмы с применением комбинаций полей СВЧ-диапазона и других частот [167].

Одними из самых простых являются генераторы СВЧ-плазмы на основе передающих линий СВЧ-диапазона. В таких устройствах электромагнитная энергия подводится к газу с помощью прямоугольных, цилиндрических волноводов (медные трубы с прямоугольным или круглым сечением, размеры которых определяются длиной волны; например, для частоты 2,45 ГГц минимальные размеры прямоугольного волновода $90 \times 45 \text{ мм}^2$) или коаксиальных линий. Газ проходит через диэлектрические разрядные трубки (обычно кварц или керамика), помещенные в передающие линии. Один из примеров показан на рис. 5.1. Прямоугольный волновод пересекается разрядной трубкой. Объём плазмы обычно не превышает 10 см^3 .

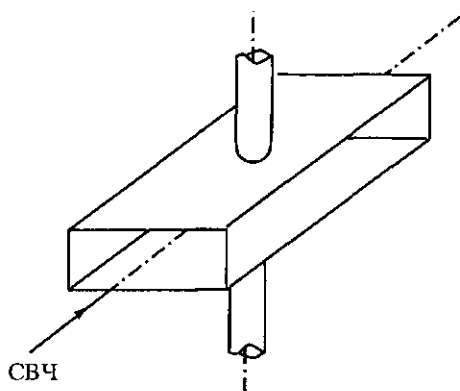


Рис. 5.1. Схема СВЧ-плазмотрона на базе прямоугольного волновода

Резонаторные системы – одни из самых первых устройств для генерации СВЧ-плазмы. Как и в волноводных системах, плазма получается в разрядных трубках, помещённых в резонаторы разных конструкций: призматические, цилиндрические, открытые, резонаторы на радиальных линиях. Примеры резонаторных устройств показаны на рис. 5.2. Объём плазмы приблизительно такой же, как и в предыдущих устройствах.

Приборы первых двух групп относятся к так называемым генераторам плазмы с «локализованной разрядной зоной»: плазма генерируется внутри узла связи передающей линии с газом. Поэтому размеры плазмы ограничены. Одной из задач является увеличение объёма плазмы.

Это достигается в разрядах, создаваемых распространяющимися волнами. Одними из таких волн являются поверхностные волны. В поверхностных волнах энергия распространяется вдоль границы раздела двух сред и не излучается по нормали к ней. Такой границей может быть стенка разрядной трубки, а устройство, создающее поверхностную волну (сурфатрон), должно генерировать электромагнитную волну с вектором электрического поля, направленным вдоль трубки. Характерный признак поверхностной волны – экспоненциальный спад напряжённости вдоль нормали к поверхности (в отличие от зависимости $\sim 1/r$ в обычных объёмных волнах). Примеры таких устройств с разным вводом СВЧ-мощности показаны на рис. 5.3. Необходимая структура электрического поля создаётся в зазоре.

Эти достижения достигаются в разрядах, создаваемых распространяющимися волнами. Одними из таких волн являются поверхностные волны. В поверхностных волнах энергия распространяется вдоль границы раздела двух сред и не излучается по нормали к ней. Такой границей может быть стенка разрядной трубки, а устройство, создающее поверхностную волну (сурфатрон), должно генерировать электромагнитную волну с вектором электрического поля, направленным вдоль трубки. Характерный признак поверхностной волны – экспоненциальный спад напряжённости вдоль нормали к поверхности (в отличие от зависимости $\sim 1/r$ в обычных объёмных волнах). Примеры таких устройств с разным вводом СВЧ-мощности показаны на рис. 5.3. Необходимая структура электрического поля создаётся в зазоре.

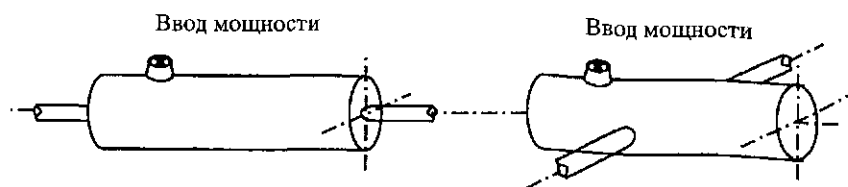


Рис. 5.2. Схемы резонансных СВЧ-плазмотронов с различной ориентацией разрядных трубок (вдоль и поперек)

Рис. 5.3. СВЧ-плазмотроны с использованием поверхностных волн

Нужно подчеркнуть, что, несмотря на внешнее сходство, это не резонансные устройства, они достаточно широкополосны (в отличие от предыдущих групп) и могут работать на частотах от единиц мегагерц до

частот СВЧ-диапазона. Разряд представляет собой столб плазмы в трубке, распространяющийся за пределы устройства на расстояние, превышающее 1 м. Таким образом, объем плазмы может быть существенно увеличен. Устройства работают при давлениях от пониженного до атмосферного.

Другим способом увеличения объема является использование замедляющих систем – устройств с периодической структурой для замедления фазовой скорости электромагнитной волны. Около такой структуры в большом объеме существует поле и в него помещается разрядная трубка (рис. 5.4). Такие генераторы получили название «генераторы микроволновой плазмы больших объемов». СВЧ-плазма в больших объемах может получаться и в системах с распределенным в пространстве вводом электромагнитной энергии (рис. 5.5). Элементы связи настраиваются так, чтобы получить однородную плазму.

Уникальные возможности СВЧ-энергии для получения плазмы ярко проявляются при генерации плазмы в волновых пучках. Таким образом может создаваться плазма в объемах, не ограниченных стенками, например, в атмосфере Земли (свободно локализованные разряды). Энергия канализируется волновыми пучками, и в области максимального поля возникает СВЧ разряд.

Рассмотренные генераторы плазмы реализуют возможности ВЧ- и СВЧ-диапазонов, а именно, создание безэлектродных разрядов. Это важно, поскольку позволяет получать плазму

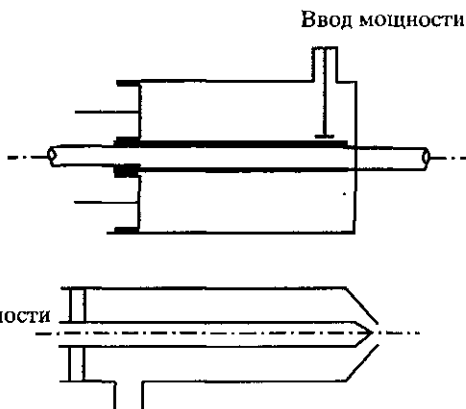
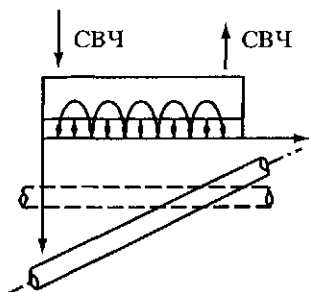


Рис. 5.4. СВЧ-плазмотрон с использованием замедляющих структур

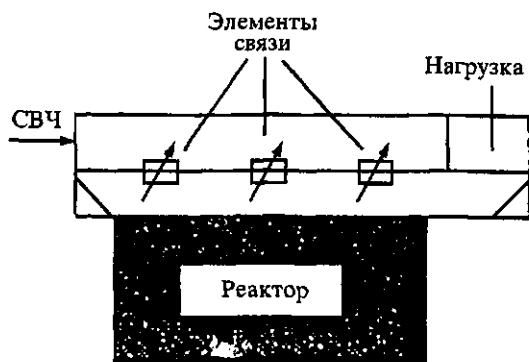


Рис. 5.5. СВЧ-плазмотрон с распределённым вводом энергии в разрядную камеру

без источников её загрязнения продуктами эрозии электродов.

Наименее исследованы свойства плазмы в генераторах с иницированными разрядами.

Иницированные разряды – это разряды, которые не могут быть созданы при данном уровне СВЧ-мощности без инициатора. Инициаторами могут быть дополнительные электроды, твёрдые частицы в плазме, ионизирующие излучения и др. Отличительной особенностью этой группы является малая мощность, необходимая для поддержания разряда. В настоящее время механизм горения разряда находится на стадии изучения.

Для поддержания разрядов могут использоваться электронные пучки и УФ-излучение. Преимуществом несамостоятельных разрядов перед самостоятельными является то, что поддержание разряда и передача энергии электронам от поля происходит независимо. Такие системы являются более гибкими в технологическом смысле, поскольку позволяют выбирать оптимальные значения электрического поля без нарушения условий существования разряда.

Этот метод позволяет получать неравновесные разряды при давлениях до нескольких атмосфер. Системы могут работать в импульсном и стационарном режимах.

Особый интерес представляют разряды в магнитных полях. Любая из рассмотренных выше систем может быть помещена в магнитное поле которое служит:

- для защиты стенок, диэлектрических окон от воздействия плазмы,
- для уменьшения потерь заряженных частиц на стенках, что ведет к уменьшению электрического поля, необходимого для поддержания разряда,

- для транспорта плазмы в выделенном направлении (например, к обрабатываемому образцу),
- для стабилизации разряда,
- для уменьшения эрозии электродов путём перемещения места привязки разряда к электроду.

Наиболее широкое распространение получили разряды в режиме электронно-циклотронного резонанса, которые горят при давлениях, меньших 10^{-3} Торр.

5.2. Использование СВЧ-плазмы в водородной энергетике

Водородная энергетика в последнее время интенсивно развивается. Перспективность её зависит от того, насколько эффективно используется энергия внешнего источника для получения водорода в различных технологических процессах, т.е. от эффективности данного процесса. С этой точки зрения большой интерес представляет использование для этих целей неравновесной плазмы, т.е. плазмы в которой энергия электрического поля, передаваемая сначала электронам слабоионизованной плазмы, затем передается нейтральным частицам, которые стимулируют определённые атомно-молекулярные превращения, что приводит к резкому увеличению скорости некоторых химических реакций.

В течение длительного времени неравновесные плазмохимические процессы исследовались в тлеющих разрядах пониженного давления. На этой основе были получены весьма существенные результаты при обработке низкотемпературной плазмой различных поверхностей. В последнее время неравновесные химические процессы всё больше исследуются или в несамостоятельных разрядах, поддерживаемых ультрафиолетовым излучением, или пучком релятивистских электронов, или в ВЧ и СВЧ-разрядах.

Механизмы, по которым в неравновесных условиях осуществляются химические реакции, характеризуются большим разнообразием. В зависимости от степени ионизации, электронной температуры, давления и удельной энергонапряжённости разряда один и тот же процесс может играть различную роль и иметь существенно отличающуюся эффективность. Проведённые исследования позволили выявить важную роль колебательного возбуждения молекул электронным ударом большинства электроотрицательных молекул, таких как H_2O , CO_2 , N_2 . Это приводит к достаточно большой скорости колебательного возбуждения таких молекул. При этом основная доля энерговклада

локализуется именно в колебательных степенях свободы, что обеспечивает селективность и высокую энергетическую эффективность таких процессов.

В наиболее благоприятных условиях в колебательных степенях свободы сосредоточивается до 80% всей вложенной в разряд энергии. Такая эффективность не может быть достигнута в других каналах плазмохимических реакций.

Необходимо отметить, что для плазмохимических реакций возможно использовать и квазиравновесную плазму, которая получается с помощью мощных дуговых плазмотронов. С использованием квазиравновесной плазмы успешно решаются такие важные научные и практические задачи, как получение ацетилена из метана, конверсия угля, синтез тугоплавких соединений и другие. Однако свойственная квазиравновесной плазме равномерность вклада энергии во все степени свободы не позволяет получить на этой основе селективные химические реакции с высокой энергетической эффективностью.

Рассмотрим преимущества неравновесной СВЧ-плазмы на примере получения водорода для водородной энергетики [137].

Особенности неравновесных плазмохимических систем определяют большую удельную производительность, низкую металлоёмкость и малые весогабаритные характеристики таких реакторов. Пока экспериментальные исследования таких реакторов немногочисленны. До недавнего времени эти исследования были связаны с разложением углеводородов в тлеющем разряде и характеризовались очень низкой эффективностью. И только в последнее время в экспериментах по прямому разложению воды в СВЧ-разрядах получена достаточно высокая эффективность.

Процесс прямого разложения водяного пара и получения водорода в плазме



может обеспечиваться различными механизмами. Однако наиболее высокий КПД разложения следует ожидать в таких системах, где температура электронов недостаточна для интенсивного возбуждения электронным состоянием и основная доля вкладываемой в разряд энергии сосредоточивается на возбуждении колебательных степеней свободы, а также на диссоциативном прилипании электронов к молекулам H_2O . Зависимость доли энергии, локализуемой в различных каналах электрон-молекулярного взаимодействия, рассчитанная приближенно в предположении максвелловской функции распределения электронов по энергиям, приведена на рис. 5.6. Видно, что при $T < 1,5 \text{ эВ}$

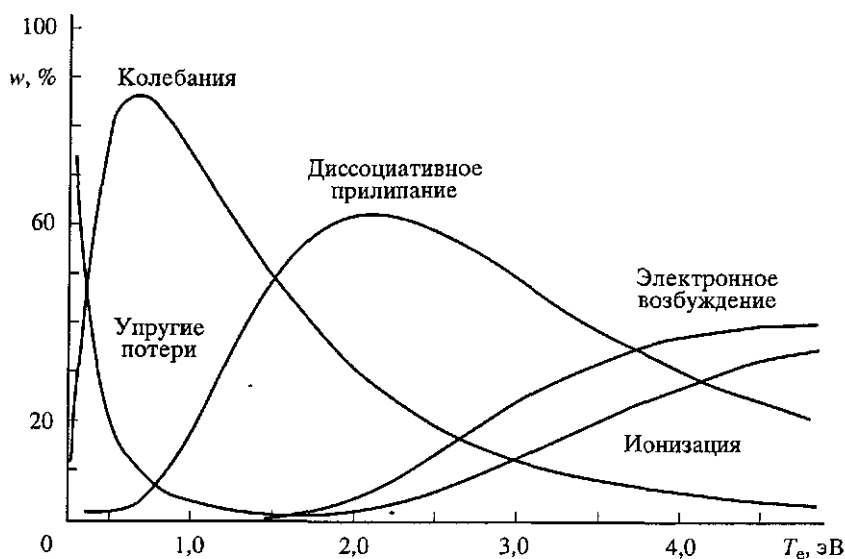


Рис. 5.6. Распределение энергии, теряемой электронами в воде, по различным каналам возбуждения

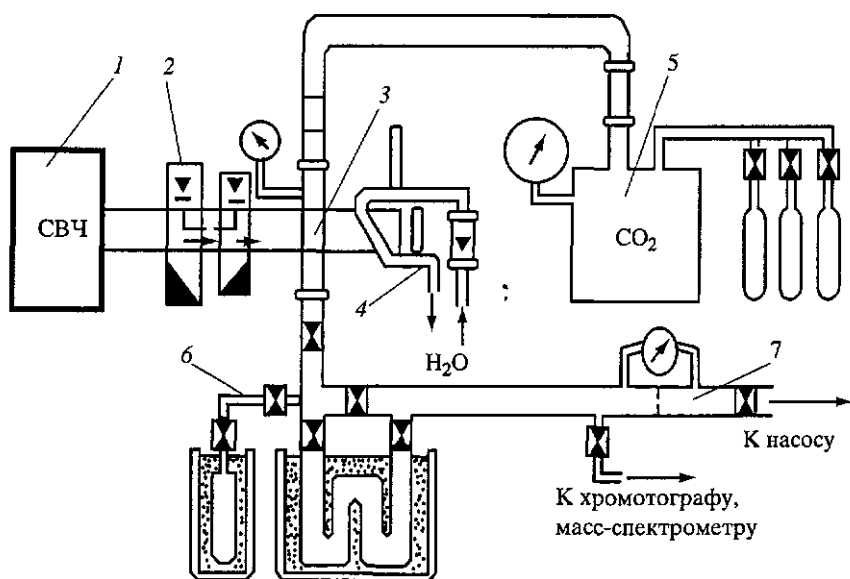


Рис. 5.7. Принципиальная схема стационарной плазмохимической СВЧ-установки:

1 – магнетрон, 2 – направленные ответвители, 3 – реактор, 4 – согласованная калориметрическая нагрузка, 5 – система подачи исходного газа, 6 – пробоотборник, 7 – расходная шайба

разложение должно определяться в основном колебательным возбуждением, а при более высокой температуре существенным оказывается диссоциативное прилипание. Как следует из расчётов, разложение паров воды и получение водорода в плазме может осуществляться с кпд $50 + 70\%$. Однако для достижения столь высокой эффективности необходимо удовлетворить достаточно жёсткие требования к разряду. Основным ограничением как при разложении H_2O через колебательно-возбужденные состояния реагентов, так и через диссоциативное прилипание является требование достаточно высокой степени ионизации. Необходимо, чтобы электронная концентрация $n/[H_2O] > 3 \cdot 10^{-4}$, что при $T = 1 + 3$ эВ представляется достаточно сложным для экспериментальной реализации в системах умеренного давления.

Отмеченные жёсткие ограничения параметров разряда в парах H_2O затрудняют экспериментальную реализацию рассмотренных выше высокоэффективных режимов разложения. Поэтому, например, в тлеющем разряде предельный кпд составил 12%. Достижение необходимой степени ионизации при $T = 1 + 3$ эВ требует в варианте умеренного и повышенного давления, по-видимому, применения несамостоятельных объёмных разрядов, поддерживаемых сильноточными релятивистскими электронными пучками, либо плазменного радиолiza осколками ядерного деления. К настоящему времени наиболее высокая энергетическая эффективность плазмохимического разложения воды (~40%) достигнута в неравновесном СВЧ-разряде.

Схема СВЧ-реактора приведена на рис. 5.7. СВЧ-излучение мощностью до 1,7 кВт на частоте 2400 МГц поступало в прямоугольный волновод сечением 72×34 мм². Реактором служила кварцевая трубка диаметром 38 мм, пересекающая волновод перпендикулярно широкой стенке. Мощность, вкладываемая в плазму, измерялась калориметрической нагрузкой и направленным ответвителем, фиксирующим отражённую от разряда мощность. Поток паров воды, поступавших из испарителя в реактор, изменялся в пределах от 0,35 до 1,6 л · атм/с. Верхняя граница величины этого потока лимитировалась производительностью испарителя, а нижняя – срывом разряда на выходе из реактора. С целью уменьшения температуры продуктов реакции на выходе из реактора был установлен водяной теплообменник. Разряд стабильно горел в диапазоне давлений от 35 до 60 Торр. Вкладываемая в разряд СВЧ-мощность измерялась калориметрически с помощью водяной нагрузки и составляла $1,2 + 1,7$ кВт.

Анализ продуктов производился масс-спектрометрически и хроматографически. Продукты реакций представляли собой водород и кислород в стехиометрическом состоянии.

Тот факт, что достигнутый в описанном эксперименте предельный КПД (~40%) всё же ниже теоретически максимального, можно объяснить тем, что степень ионизации в системе, по-видимому, была недостаточно высока.

Прямое разложение паров H_2O в неравновесной плазме сталкивается с ограничениями, связанными со степенью ионизации и с действием радикала OH . Оба эти ограничения существенно смягчаются при добавлении в систему CO_2 и продукта его разложения CO . Наличие в системе окиси углерода приводит к снижению концентрации свободных радикалов OH за счёт практически беспороговой реакции $\text{OH} + \text{CO} \rightarrow \text{H} + \text{CO}_2$. С другой стороны, CO и CO_2 обладают на два порядка большим сечением колебательного возбуждения электронным ударом, чем H_2O , что позволяет существенно снизить требования к степени ионизации. По сути дела, CO_2 может выполнять роль физического катализатора для процесса получения H_2 из H_2O в плазме и, не расходуясь, снимать трудности, возникающие при разложении чистого водяного пара. Образование водорода в смеси CO_2 и H_2O может идти по следующему механизму. Сначала имеет место разложение CO_2 по схеме



В экспериментах с квазиравновесной плазмой электродугowych плазмотронов эффективность данного процесса не превышала 15%. Существенно лучшие результаты можно получить в СВЧ-плазме.

Проведённые расчёты позволили определить зависимость эффективности разложения CO_2 от степени ионизации и от удельного энерговклада для различных процессов. Оказалось, что КПД диссоциации молекул CO сильно зависит от степени ионизации (рис. 5.8). Видно, что при фиксированном энерговкладе (~0,5 эВ/мол) КПД возрастает с увеличением степени ионизации.

Зависимость КПД от энергетического вклада при фиксированной степени ионизации изображена на рис. 5.9.

Из этого графика видно, что при однотемпературном расчёте, который справедлив для равновесной плазмы, КПД ниже, чем для двухтемпературного расчёта. Во-вторых, КПД зависит от степени ионизации. При высокой степени ионизации ($\lg(n_e/n_0) = -5,5$) и выше, кривая I) КПД оказывается максимальным. При промежуточной степени (кривая II) ионизации КПД уменьшается и будет совсем мал при малой степени ионизации, когда релаксация превалирует над колебательной накачкой (кривая III). Из расчётов следует, что самую высокую эффективность (~80%) можно получить в СВЧ-разряде.

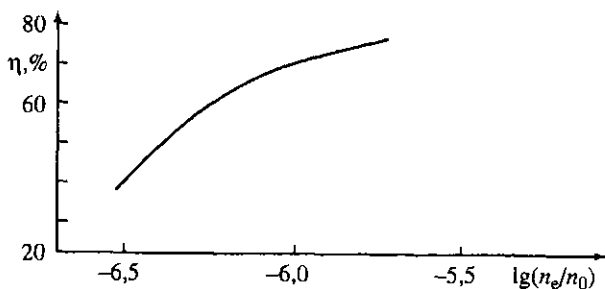


Рис. 5.8. Зависимость кпд диссоциации молекул СО от степени ионизации

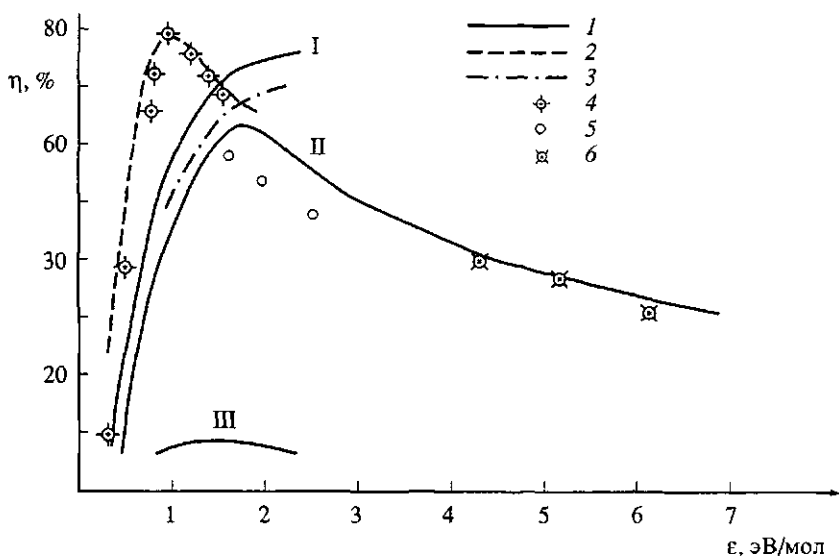


Рис. 5.9. Зависимость релаксационного кпд диссоциации СО от удельного энерговклада:

1 – однотемпературный расчёт (I, II, III – режимы по степени ионизации), 2 – двухтемпературный расчёт, 3 – численный расчёт полного кпд в однотемпературном приближении, 4 – эксперименты с СВЧ-разрядом, 5 – ВЧЕ-разряд, 6 – ВЧН-разряд

Эксперименты по разложению CO_2 были проведены на установке, изображённой на рис. 5.7. Газ подавался в реактор через газораспределитель, который создавал продольную относительно оси реактора скорость струи. Разряд был оторван от стенок, имел форму цилиндра с диаметром 20 мм и высотой 30 мм. Исследования проводились в диапазоне давлений $50 \div 200$ мм рт.ст. (Торр) при расходах газа $0,25 \div 0,5$ л · атм/с, что соответствовало энергокладам в разряд $(1,4 \div 0,7)$ эВ/мол CO_2 .

Эффективность разложения была максимальной при 100 мм рт.ст. Как видно из рис. 5.9, кпд ~80% получается при энерговкладе ~1 эВ/мол CO_2 . При уменьшении энерговклада до 0,2 эВ/мол CO_2 кпд резко уменьшался.

Достижение такой высокой эффективности связано с осуществлением процесса разложения CO_2 через колебательные возбуждения молекул по схеме



В смеси $\text{CO}_2\text{--H}_2\text{O}$ основная доля атомарного водорода вступает в реакцию с молекулами CO_2 . Однако часть из них реагирует с парами воды,



и инициирует цепной процесс восстановления молекулярного водорода по схеме



При определённых условиях происходит интенсивное образование водорода.

Недостатком колебательного возбуждения смеси $\text{CO}_2\text{--H}_2\text{O}$ является возможность образования побочных продуктов. В оптимальном режиме кпд может достигать 60% при энергозатратах ~5 эВ/мол H_2 .

Наиболее высокая эффективность разложения CO_2 (~80%) была достигнута в неравновесном СВЧ-разряде умеренного давления (50 ÷ 200 Торр), когда энергозатраты составляли ~3,7 эВ/мол.

Необходимо отметить, что если для разложения CO_2 использовать несамостоятельный разряд, поддерживаемый сильноточным пучком релятивистских электронов, то реакция может идти и при повышенных давлениях (~1 ÷ 3 атм), но при этом предельный кпд не превышает 14%.

Таким образом, проведённая к настоящему времени работа показала, что с точки зрения эффективности процесса получения водорода наиболее перспективными являются плазмохимические процессы, протекающие селективно через колебательно-возбужденное состояние молекул, и что наилучшие результаты можно получить, используя неравновесную СВЧ-плазму.

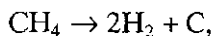
Эта же технология может использоваться для разрушения газообразных остатков, связанных с переработкой нефти и

попутных газов [205]. По этой технологии происходит разложение сероводорода, примесей попутного газа и остатков нефтепереработки на серу и водород. Традиционная технология переработки позволяет получить после очистки сероводорода от примесей только серу. По новой технологии получается ещё и водород, который может быть использован в качестве топлива. Это существенно снижает стоимость тонны серы и будет дополнительно приводить к выработке значительного количества энергоносителя.

Из изложенного следует, что использование СВЧ-разрядов для ускорения протекания химических процессов является весьма плодотворным. В случае равновесного разряда его энергия используется для эффективного разогрева плазмы, стимулируя химическую реакцию за счёт высокой температуры реагентов, а в случае неравновесного разряда может быть использована более селективно. Однако в любом случае значительная часть дорогостоящей энергии электромагнитного поля переходит в низкопотенциальное тепло.

Сократить эти, казалось бы, неизбежные потери электроэнергии можно, воздействуя, например, электрическим разрядом малой мощности на предварительно нагретые обычным способом реагенты. Теплосодержание реагентов при этом выбирается достаточным для протекания химического процесса, однако из-за кинетических ограничений скорость реакции сильно заторможена. СВЧ-разряд служит при этом только катализатором эндотергического химического процесса, в то время как энергия для его проведения черпается из теплового резервуара.

В [138] исследован процесс термического разложения метана на водород и углерод,



при воздействии плазмы микроволнового импульсно-периодического псевдокоронного разряда атмосферного давления на предварительно нагретый метан.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.10. Установка состоит из нагревателя метана и плазмокаталитического реактора. К плазмокаталитическому реактору относятся разрядная камера и схема ввода СВЧ-мощности. Длительность импульсов излучения можно регулировать от 0,1 до 1 мкс при частоте повторения 1 кГц. Модулятор позволяет устанавливать различные по мощности излучения режимы магнетрона вплоть до 50 кВт в импульсе. Импульсы СВЧ-излучения с частотой 9,04 ГГц подаются в цилиндрическую разрядную камеру диаметром 20 мм через ферритовый циркулятор и преобразователь

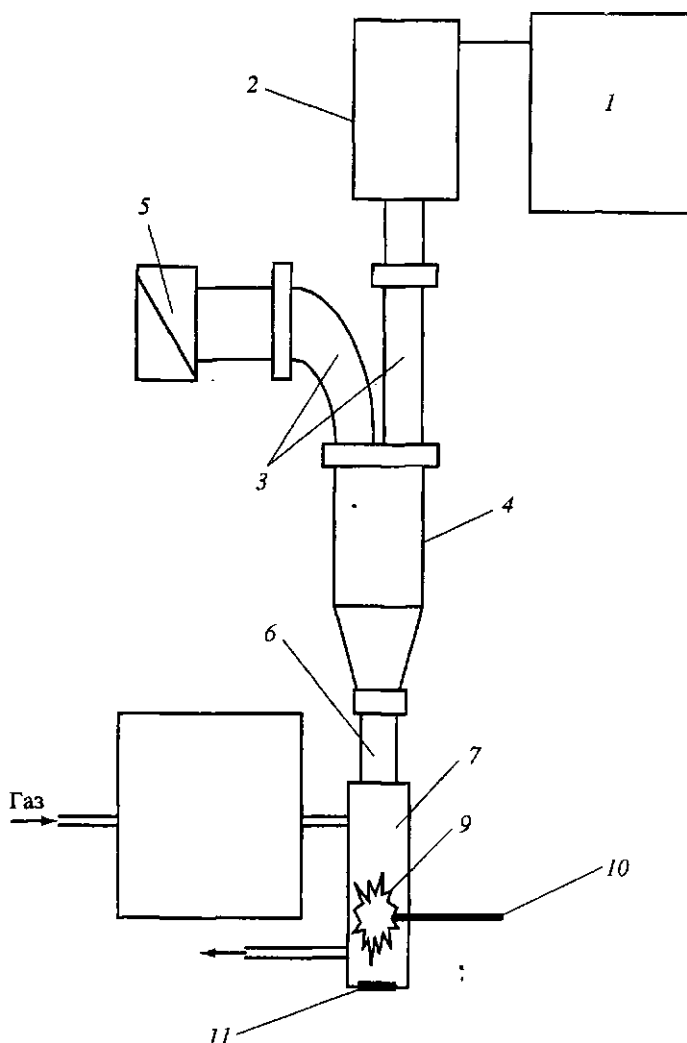


Рис. 5.10. Схема установки для разложения метана:

1 – модулятор, 2 – магнетрон, 3 – волноводы, 4 – ферритовый циркулятор, 5 – согласованная нагрузка, 6 – преобразователь типа волны, 7 – разрядная камера, 8 – нагреватель, 9 – область СВЧ-разряда, 10 – вольфрамовая игла, 11 – кварцевое окно

типа волны, преобразующий излучение в волну типа H_{11} в круглом волновом. Перед торцевым кварцевым окном разрядной камеры установлен короткозамкнутый поршень с отверстиями малого диаметра, что позволяет наблюдать излучение разряда в видимом диапазоне и препятствует выходу СВЧ-излучения наружу. На расстоянии $1/4$ длины волны излучения от поршня в

камеру вводится вольфрамовая игла. Игла вызывает усиление электрического поля в окрестности острия до значений выше пробойного. При выдвижении иглы из камеры пробой не возникает и вся СВЧ-мощность отражается от поршня в согласованную нагрузку, калориметрирование которой позволяет определить мощность излучения магнетрона. Разность показаний калориметра с разрядом и без него определяет среднюю СВЧ-мощность $P_{\text{ср}}$, поглощаемую разрядом.

Эксперименты по разложению предварительно нагретого метана при воздействии на него микроволнового импульсного разряда проводились следующим образом. В нагревателе метан подогревался до $400 \div 600^\circ\text{C}$ и поступал при атмосферном давлении в разрядную камеру с расходом $\dot{V}$ от 30 до $250\text{ см}^3/\text{с}$. Температура метана T измерялась в разрядной камере с помощью вдвигающейся термодпары. Разряд сообщал газу дополнительный энерговклад ϵ_p , отношение которого к тепловому энерговкладу ϵ_t , полученному в нагревателе, не превышало 15%.

С помощью хроматографа анализировались составы газовой фракции на выходе установки с разрядом и без него и определялось увеличение степени конверсии метана α , вызванное воздействием разряда. На рис. 5.11 представлены экспериментальные и расчётные данные. По вертикальной оси отложена степень конверсии метана α в водород и углерод. По горизонтальной оси отложен удельный энерговклад ϵ в метан. Он состоит из теплового энерговклада ϵ_t , который получает газ в нагревателе, плюс энерговклад от разряда ϵ_p , если разряд имеет место,

$$\epsilon = \epsilon_t + \epsilon_p,$$

где $\epsilon_p = P_{\text{ср}} / \dot{V}$, $P_{\text{ср}}$ – средняя мощность микроволнового излучения, а энерговклад ϵ_t является функцией температуры T и степени конверсии метана α .

Кривая 1 на рис. 5.11 представляет собой результат равновесного термодинамического расчёта зависимости α от ϵ_t , кривая 2 – результаты эксперимента без разряда, когда имеет место только тепловой ввод энергии в систему. Кривая 3 – соответствует эксперименту с предварительным тепловым нагревом метана до 550°C и включением СВЧ-разряда с различной мощностью P . Сравнение кривых 1, 2, 3 на рис. 5.11 наглядно демонстрирует эффект плазменного катализа, когда степень конверсии метана приближается к равновесному значению (к кривой 1).

Отметим, что кривая 4 на рис. 5.11 соответствует случаю традиционного термокаталитического процесса, проводимого при постоянной температуре ($T = 550^\circ\text{C}$ в данном случае). Та же

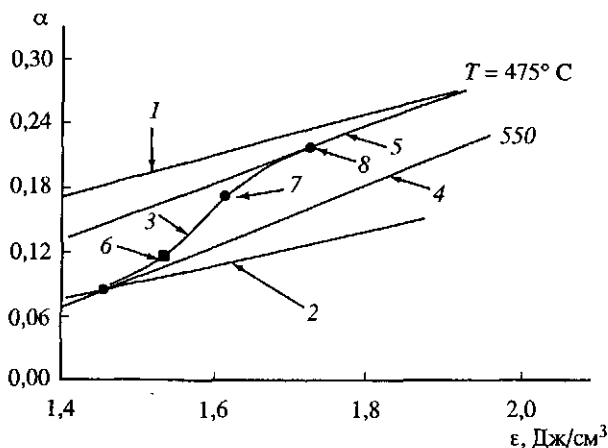


Рис. 5.11. Зависимость степени конверсии метана от энерговклада:

1 – термодинамический расчёт, 2 – экспериментальные данные с тепловым подводом энергии, 3 – экспериментальные результаты с комбинированным вводом энергии, 4 и 5 – данные для традиционных термокаталитических процессов, проводимых при постоянных температурах 550 и 475 °С, 6 – $P_{\text{ср}} = 10$ Вт, 7 – $P_{\text{ср}} = 20$ Вт, 8 – $P_{\text{ср}} = 30$ Вт

зависимость, но для температуры $T = 475$ °С представлена кривой 5. Анализ данных показывает, что процесс плазменного катализа приводит к уменьшению температуры газа (от 550 до 475 °С в рассматриваемом эксперименте) из-за потребления энергии в реакции разложения метана. Принципиально важно, что уменьшение температуры системы вследствие процесса плазменного катализа никак не сказывается на его эффективности, так как последняя обусловлена не газовой температурой, а в конечном итоге температурой электронов плазмы.

Причина ускорения процесса конверсии метана при воздействии разряда может быть обусловлена тем, что плазма генерирует активные частицы, способствующие разложению метана в цепных реакциях.

Вблизи поверхности острия, где электрические СВЧ-поля могут достигать напряжённости $E \approx 10^5$ В/см, образуются зародыши плазмы, в которых энергия поля эффективно поглощается электронами, так что средняя кинетическая энергия электронов T_e достигает значений порядка потенциала ионизации I . Поскольку из-за большой частоты СВЧ-поля формирование стримера невозможно, в направлении силовых линий ионизационный фронт движется под действием напряжённости поля разделения зарядов E_p , поддерживаемого градиентом давления

электронов ∇p_e , нагретых СВЧ-волной до температуры $T_e \approx I$. Соотношение между основными параметрами может быть представлено в виде

$$en_e E_p \approx \nabla p_e \approx I \nabla n_e.$$

Под воздействием поля E_p ионы плазмы приобретают на границе дрейфовую скорость, которая и контролирует продвижение фронта ионизации. Существенно, что величина электрического поля, создаваемого градиентом давления электронов, достаточно велика, и для описания дрейфового движения ионов можно пользоваться соотношением

$$M_i v_{\text{ion}}^2 = \frac{e E_p}{n_0 \sigma_{ia}}, \quad (5.6)$$

где M_i – масса ионов, v_{ion} – скорость фронта ионизации, n_0 – концентрация нейтрального газа, σ_{ia} – сечение ион-нейтральных столкновений.

Подставляя в это выражение напряжённость поля E_p и учитывая, что рост концентрации плазмы происходит на длине пробега до ионизации $l_i \approx (n_0 \sigma_{\text{ion}})^{-1}$ (σ_{ion} – сечение ионизации), получим для скорости фронта

$$v_{\text{ion}} = \sqrt{\frac{I}{M_i}} \sqrt{\frac{\sigma_{\text{ion}}}{\sigma_{ia}} \ln \frac{n_e}{n_{e0}}}, \quad (5.6a)$$

где n_{e0} – концентрация электронов вне области ионизации.

Отношение сечения $\sigma_{\text{ion}}/\sigma_{ia}$ в области $T_e \approx I$ составляет $\sim 10^{-1} \div 10^{-2}$, а $\ln(n_e/n_{e0}) \approx 20 \div 40$. Таким образом, с хорошей степенью точности разряд будет распространяться со скоростью

$$v_{\text{ion}} \approx \sqrt{\frac{I}{M_i}}, \quad (5.6b)$$

совпадающей с критической скоростью Альвена.

Анализ динамики нагрева и ионизационных процессов в СВЧ-поле указывает на образование на острие плазменного канала однократно заряженных ионов.

Измерения были проведены для трех значений поглощаемой разрядом СВЧ-мощности: 10, 20 и 30 Вт, соответствующих экспериментальным точкам 6 ÷ 8 на рис. 5.11. Для всех режимов значение температуры электронов, характеризующее вторую стадию разряда ($t > 100$ нс) с развитой системой ярких плазменных каналов, практически одинаково и составляет 0,6 эВ. В первой, псевдокоронной, стадии развития разряда температура

электронов значительно выше, она достигает порядка 10 эВ при $t = 20$ нс.

Предварительный анализ показал, что отмеченная высокая температура электронов в начальной стадии разряда ($t < 50$ нс) может обеспечить высокую эффективность генерации положительных ионов (с энергией около 100 эВ). Как показывают расчёты, на ранней стадии разряда (до термализации канала за время порядка 100 нс), пока концентрация ионов относительно невелика (порядка 10^{14} см⁻³), ион-молекулярный механизм плазменного катализа может обеспечить затратой энергии около $0,1 \div 1$ эВ/моль. Соответствующие экспериментальные энергозатраты равнялись 0,2 эВ/моль.

Таким образом, в [138] было экспериментально продемонстрировано ускорение термического разложения метана под действием импульсно-периодического СВЧ-разряда. Электрическая мощность разряда при этом составляла не более 15% от тепловой мощности предварительного нагрева метана. Ускорение обусловлено генерацией в разряде химически активных частиц. Температура электронов в разряде, по крайней мере в его начальной стадии, вполне достаточна, чтобы обеспечить необходимую скорость наработки таких частиц.

5.3. Плазменные процессы получения оксидных материалов

Оксидные материалы находят широкое применение в различных областях техники и технологии. Оксиды урана, плутония и тория используются в качестве топлива в ядерной энергетике. Оксиды циркония являются основным материалом в производстве огнеупоров. Оксиды редкоземельных элементов активно применяются в электронике, в качестве полирующих порошков. Оксидные композиции на основе иттрия (Y-Ba-Cu) и висмута (Bi-Sr-Ca-Cu) с различными добавками привлекают серьёзное внимание в качестве высокотемпературных сверхпроводников. В качестве термостойких и электроизоляционных материалов в электронике используется оксид магния. Особенно большие перспективы у плазменной СВЧ-энергетики открываются в связи с решением проблемы синтеза тонкодисперсных оксидов особой чистоты. Именно плазменная СВЧ-энергетика с её возможностями получить чистую плазму позволяет решить эту проблему.

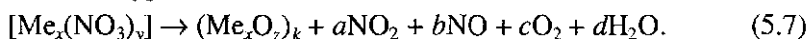
Традиционные методы получения оксидов включают в себя операции химического осаждения, сушки, прокалики. Поэтому

представляет несомненный интерес использовать плазмохимические технологии. Оказывается при этом радикально меняется технологический процесс. Решаются такие проблемы, как получение оксидных материалов из первичных продуктов гидрометаллургических производств, резко сокращается расход химических реагентов, появляются научнопрогнозируемые возможности регулирования качества материалов и их физико-химических свойств. При этом возможна минимизация вредного воздействия на биосферу.

Рассмотрим некоторые безотходные плазменные процессы получения дисперсных оксидных материалов из различных видов сырья.

5.3.1. Получение оксидных материалов термическим разложением азотнокислых растворов в плазме

Процесс разложения азотнокислого раствора в общем виде описывается уравнением [167]



Схематически процесс показан на рис. 5.12. Основными элементами схемы являются:

1. Источник электропитания плазмотрона.
2. Плазмотрон, в котором поток химически совместимого с раствором газа превращается в поток низкотемпературной плазмы.
3. Плазменный реактор, где перемешиваются потоки плазмы и раствора и происходит разложение соли.
4. Сепаратор, в котором проводится разделение дисперсной и газовой фаз на два потока: поток дисперсного оксидного материала, являющегося целевым продуктом, и поток газовой фазы, содержащей оксид азота, водяной пар и кислород.
5. Конденсатор-абсорбер. В конденсаторе производится принудительная конденсация водяного пара и частичная абсорбция оксидов азота, а в абсорбере производится образование азотной кислоты, в результате чего из установки выходит поток побочного продукта – раствора азотной кислоты.

Химический состав оксидного материала, его физические свойства, степень регенерации азотной кислоты и прочие параметры определяются режимом обработки раствора в плазме и могут быть промоделированы. Система уравнений, описывающих процесс, включает уравнения движения, неразрывности, сохранения массы, энергии-импульса, уравнения физической и химической кинетики, соотношения для расчётов коэффициентов



Рис. 5.12. Схема плазменного разложения азотнокислых растворов

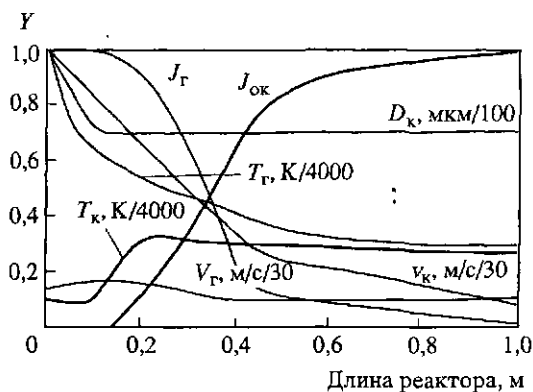


Рис. 5.13. Аксиальное изменение параметров при плазменной денитрации раствора нитрата уранила.

Y – различные параметры процессов, характеризующих разложение растворов

Таблица 5.1

Параметры установки для разложения нитрата уранила

Мощность плазменных реакторов P , кВт	300
Начальная мощность потока плазмы T_r , К	4000
Начальный диаметр капель D_k , мкм	150
Скорость капель на входе в реактор v_k , м/с	30
Расход раствора G_p , кг/с	0,02
Исходная концентрация урана в растворе, кг U/кг раствора	0,4
Скорость газовой фазы v_r , м/с	
Степень разложения солевого остатка $J_{ок}$	
Степень конверсии газовой фазы J_r	
Температура дисперсной фазы T_k , К	

тепло- и массообмена, аэродинамическое сопротивление, разнообразие корреляции для расчёта теплофизических свойств и т.п. Решение этой системы позволяет определить эволюцию капель раствора по пространственно-временной координате реактора: изменение температуры и скорости теплоносителя, капель и частиц, радиуса последних, их состава и т.п.

В ядерной энергетике большую роль играет оксид урана U_3O_8 . В технологии производства и регенерации ядерного горючего выделение оксидов урана из азотнокислых растворов, которые образуются при экстракционном отделении урана от плутония и продуктов деления, является одной из основных операций [155].

Результаты моделирования разложения раствора нитрата уранила при монодисперсном его распылении в воздушно-плазменном теплоносителе представлены на рис. 5.13. Приведённые на рисунке зависимости позволяют при заданном режиме работы определить длину реактора, при которой получается продукт заданного химического состава, конечную температуру частиц и теплоносителя, скорости газовой и дисперсной фаз, диаметр конечных частиц в предположении, что не происходит вторичного и последующего дробления. Определяется также и требуемое время для обработки.

Параметры одной из установок представлены в табл. 5.1.

Расчёты показали, что с ростом начальной скорости капель v_k и их размера D_k длина участка испарения увеличивается. С другой стороны, уменьшение общей длины прохождения реакции можно достичь путём увеличения начальной температуры теплоносителя, что, однако, сказывается на экономичности процесса.

В табл. 5.2 представлены интегральные показатели процесса плазменной денитрации нитрата уранила, полученные расчётным путём.

Расчётные параметры оптимальной установки

Электрическая мощность, кВт	300
Расход теплоносителя, кг/с	0,016
Температура теплоносителя, К	4000
Расход раствора, кг/с	0,02
Удельные энергозатраты, кВт · ч/кг раствора	2,2
Концентрация раствора, кг У/кг раствора	0,4
Начальная температура раствора, К	293
Диаметр реактора, м	0,3

Одним из примеров получения оксидов из нитратов является также получение высокотемпературных сверхпроводящих материалов (ВТСП). Известно, что для промышленной реализации электросиловых систем на основе высокотемпературной проводимости требуются значения плотности критического тока на уровне $3 \cdot 10^3 - 6 \cdot 10^4$ А/см² в магнитном поле 5÷10 Тл; в частности, для электрического кабеля трансформатора (1÷2)×× 10⁴ А/см² в поле 0÷1 Тл.

Лучшие результаты для ВТСП-проводов получены методом «порошок в трубке» ($2,6 \cdot 10^4$ А/см² · Тл), при котором исходные оксиды или исходный ВТСП-порошок загружаются в тонкостенную серебряную трубку, компактируются и подвергаются холодной обработке: протягиванию сквозь фильтры и прокатке. Затем изделие (круглый провод или плоская лента) термообработывается в среде кислорода.

Однако низкие механические прочность и пластичность керамики, в отличие от физико-механических свойств серебра, приводят к возникновению дефектов провода в виде трещин и разрывов. Поэтому существенное продвижение вперед в технологии изготовления ВТСП-проводов связано прежде всего с применением ВТСП-керамики высокого качества. Высокооднородные дешёвые порошки для выпуска проводов керамики высокого качества могут быть получены методом термического разложения нитратных растворов в плазме. Процесс реализован на опытных плазменных установках мощностью 100 и 300 кВт с производительностью по раствору 25 и 60 л/ч во ВНИИ химической технологии.

Были получены партии порошков для ВТСП-керамики различного состава: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (123), $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_x$ (124), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (2223), $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и др.

Удельная производительность процесса благодаря высокой температуре синтеза превышает аналогичный показатель альтернативных технологий и достигает 30÷60 г/кВт · ч.

Параметры одной из промышленных установок

Количество плазмотронов	4
Мощность одного плазмотрона, кВт	100
Расход раствора, л/ч	80
Содержание MgO в растворе, г/л	150
Расход плазмообразующего газа (воздуха), $\text{м}^3/\text{ч}$	100
Извлечение MgO в готовый продукт, %	98,5
Среднемассовая температура теплоносителя, К	3000÷4000

Плазмохимические порошки характеризуются повышенной активностью. Так, например при отжиге иттриевых порошков состава (123) содержание фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при времени синтеза 5 мин превышает 70 масс.%, требуемый уровень температуры при этом на $50\div 100^\circ\text{C}$ ниже, чем в альтернативных процессах. При двух-трехчасовом синтезе содержание фазы (123) достигает $90\div 97$ мас.%, а содержание углерода не превышает 0,01 мас.%.

Измерениями электрофизических свойств отожжённых порошков показано, что сверхпроводящий переход у иттриевых образцов происходит при $T = 90\div 95$ К с шириной перехода $\Delta T < 3$ К, а у образцов на основе висмута $T = 108\div 109$ К при $\Delta T < 6$ К. На формованных поликристаллических иттриевых образцах плотность критического тока j в нулевом поле составила 300 А/см^2 , на висмутовых $-j = 300\div 450 \text{ А/см}^2$.

Холодной прокаткой сверхпроводящих плазмохимических порошков в никелевых и медных оболочках получены ленточные проводники длиной до 0,5 м.

Путём горячего изостатического прессования ($T = 940^\circ\text{C}$, $P = (1,8\div 3,0) \cdot 10^3 \text{ атм}$) плазмохимических порошков получены массивные токовводы из высокоплотного ($> 95\%$) стабильного по кислороду материала типа (124) с температурами, близкими к значениям нестабильных сверхпроводящих фаз системы (124).

Отработаны также технологии изготовления магнитных экранов и магнетронных и лазерных мишеней (внешний диаметр от 10 до 200 мм) путём одноосного и импульсного прессования.

Для электротехнической промышленности большой интерес представляет оксид магния MgO. Основной операцией процесса получения оксида магния является переработка азотнокислого раствора и расплава нитрата магния в плазме с получением оксида магния требуемого качества и раствора азотной кислоты, которая возвращается в голову процесса на стадию растворения исходного сырья – каустического магнезита.

Одна из промышленных плазмохимических установок имеет технологические параметры, приведённые в табл. 5.3.

5.3.2. Плазмохимический синтез тонкодисперсных оксидов особой чистоты

Особый интерес представляет использование СВЧ-плазмы для получения оксидов особой чистоты. В [87] было показано, что для синтеза тонко дисперсных оксидов особой чистоты наиболее подходящими являются элементоорганические соединения (ЭОС). Следует отметить, что преимущество использования ЭОС, в частности металлоорганических соединений (МОС), заключается не только в их чистоте и лёгкости транспортировки в плазму, а в их особом механизме пиролиза, что позволяет получать из МОС оксиды, нитриды, карбиды и чистые материалы. Важнейшей характеристикой МОС, обуславливающей их свойства, является характер связей металл–элемент–углерод. Кроме энергии связи ($E_{св}$), важнейшей величиной, характеризующей устойчивость МОС при различных воздействиях, например при термораспаде, является энергия смещения электронных пар (ΔE), которая характеризует возможность ликвидации полярной связи. По значению ΔE можно судить о характере распада МОС.

При термодиссоциации МОС, содержащих связи металл–кислород, направление термораспада можно предсказать на основании сравнения ΔE и окислительно-восстановительного потенциала E для CuO , равного 4,6 ккал/моль. При $E_{Cu-O} > E_{Me-O}$ образуется в основном металл, а при $E_{Me-O} \gg E_{Cu-O}$ – оксид. Когда ΔE намного больше энергии диссоциации C–O, C–C, C–H связей, оксиды загрязняются углеродом и другими смолообразующими продуктами.

Диссоциация МОС протекает, как правило, с сохранением связи Me–O, и в условиях кислородсодержащей плазмы возможно получение оксидов не загрязнённых углеродом, так как при правильной организации процесса синтеза с учётом механизма термораспада МОС и термодинамических характеристик образовавшихся углеводородов побочные продукты термодиссоциации (углеродсодержащие радикалы) окисляются до CO, CO₂ и H₂O.

Для получения оксида кремния, бора, титана, германия были выбраны их этоксисоединения: тетраэтоксикремний (ТЭОС), тетраэтоксититан (ТЭОТ), тетраэтоксигерманий (ТЭОГ), тетраэтоксидбор (ТЭОБ), обладающие весьма низкой термоустойчивостью и начинающие диссоциировать уже при температурах 523÷573 К.

Было установлено, что степень диссоциации значительна при температурах выше 673 К. В этой связи изучение кинетики

и механизма пиролиза проводили в интервале температур 673÷1273 К.

В условиях проведения эксперимента использовался реактор проточного типа при 80÷90%-ном разбавлении газом-носителем аргонном. Пиролиз ТЭОС, ТЭОТ, ТЭОГ, ТЭОБ проходил со 100%-ным превращением соответственно при температурах 973, 848, 723 и 673 К за время ≈ 1 с. Повышение температуры реакции приводило к образованию элементарного углерода.

В экспериментах по выявлению механизма пиролиза названных элементов анализировали состав жидкости и газовой фаз. В жидкой фазе в основном находились этанол, вода, ацетальдегид, неразложившееся исходное вещество, небольшое количество димеров 0,4÷0,5 масс.%. Газовая фаза в основном содержит этилен, этан, ацетилен, метан, окись углерода, водород, причём ацетилен и водород появляются при температуре выше 1073 К. Следует отметить, что начало образования оксидов наблюдается уже при температуре 523 К. Таким образом, при пиролизе кислородсодержащих МОС образуется оксид элемента и целый набор углеводов.

На рис. 5.14 представлены результаты кинетических расчётов термодиссоциации ТЭОГ, ТЭОТ и ТЭОС. Выбор температур обусловлен тем, что $T = 3000$ К соответствует максимальной среднемассовой температуре нашего процесса, а $T = 1073$ К соответствует температуре, при которой в экспериментах наблюдается появление элементарного углерода при пиролизе ТЭОС, наиболее устойчивого соединения из изучаемых МОС. Сравнительная оценка поведения углеводов при пиролизе выбранных реагентов показала, что ко времени полного их перемешивания с кислородсодержащей плазмой ($\tau = 10^{-2}$ с) целевой продукт уже содержит элементарный углерод при синтезе диоксида кремния.

Было высказано предположение, что при этом, начиная с температуры 1073 К, реализуется канал образования элементарного углерода по реакции $C_2H_4 \rightarrow C_2H_2 \rightarrow 2C + H_2$. При синтезе оксидов германия, титана такая картина не наблюдается. Быстрая организация канала образования углерода при пиролизе этих соединений затруднена, по-видимому, преимущественным образованием предельных углеводов (CH_4 , C_2H_4), удлинняющих цепочку пиролиза побочных продуктов до элементарного углерода.

Таким образом, подводя общий итог экспериментальным и расчётным результатам, можно сделать заключение, что при термодиссоциации триэтоксидора, тетраэтоксититана и германия образование оксидов в условиях низкотемпературной плаз-

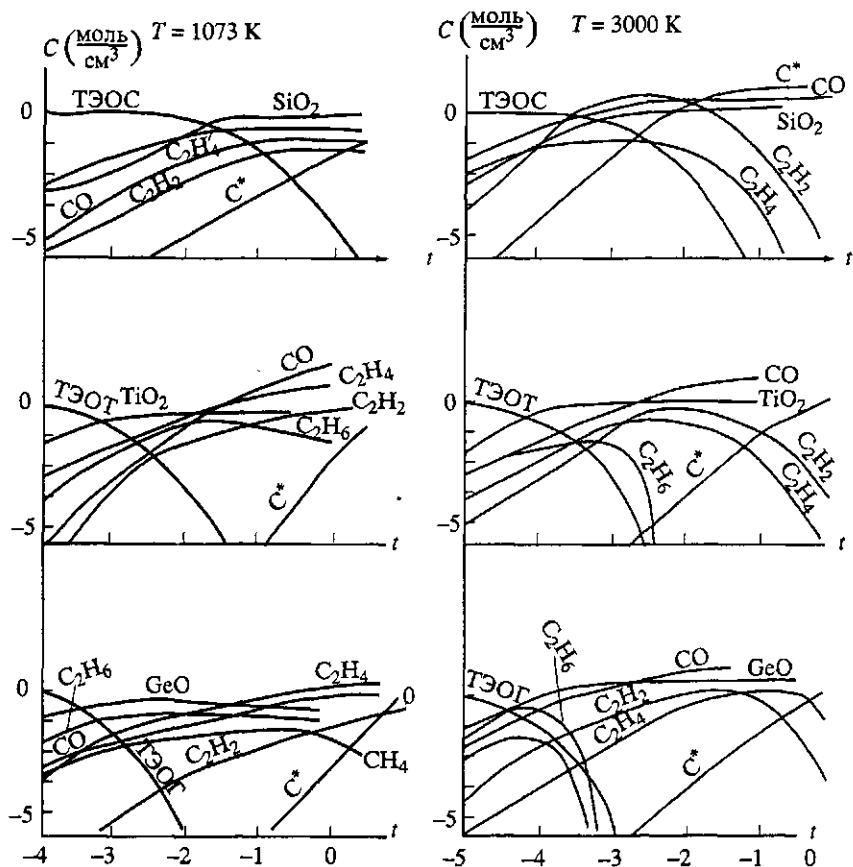


Рис. 5.14. Зависимость изменения концентрации C продуктов пиролиза МОС от времени t (в секундах)

мы носит более благоприятный характер по сравнению с синтезом диоксида кремния.

Из проведённых исследований по термодинамике и кинетике процесса термодиссоциации этоксисоединений бора, германия, титана, кремния следует, что диссоциация идёт с образованием соответственно оксида и набора углеродосодержащих продуктов. В присутствии окислителя углеродосодержащие продукты окисляются до CO , CO_2 , H_2O .

В реальном процессе полнота окисления побочных продуктов синтеза зависит от правильной организации процесса, другими словами должно быть выполнено условие при котором $\tau_x \geq \tau_n$, где τ_x – время химической реакции, τ_n – время перемешивания реагента с кислородосодержащей плазмой. (Время полного перемешивания считается от момента ввода сырья в плазму

до его полного распределения в объёме реактора на молекулярном уровне.)

За время химической реакции на основе механизма и кинетики диссоциации реагентов было выбрано время образования элементарного углерода. Оценка времени смешения, проведённая с учётом температуры плазмы и скорости напоров струй в реакторе дала величину 10^{-2} с, а время появления элементарного углерода при синтезе диоксида кремния составила $10^{-5} \div 10^{-6}$ с ($T = 3000$ K).

Из предыдущих исследований следует, что большая разница во времени была только для тетраэтоксикремния, менее благоприятного для проведения синтеза оксидов в условиях плазмы. Исходя из этого оптимизацию процесса синтеза проводили на этом соединении. Из-за отсутствия реальной возможности диагностики твердофазных плазменных процессов, оценку полноты смешения реагентов с плазмой проводили косвенным методом по определению содержания углерода в целевом продукте. На практике достижение выполнения условий $\tau_x \geq \tau_{\text{н}}$ осуществлялось снижением $\tau_{\text{н}}$ за счет увеличения турбулентности в зоне смешения (изменение расходов технологических газов, а также за счет изменения угла ввода реагента в плазменную струю).

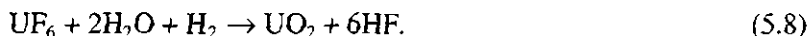
5.3.3. Использование плазменной технологии для конверсии легколетучего гексафторида урана UF₆

Необходимо отметить, что UF₆, необходимый по U²³⁵, является главным сырьём для получения слабообогащённого ядерного топлива в виде UO₂, о спекании которого было сказано в предыдущей главе. При переработке UF₆ наиболее сложные проблемы связаны главным образом с получением UO₂ с определёнными физико-химическими характеристиками, с низким содержанием фтора, с утилизацией фтора, как побочного продукта, с подбором стойких к коррозии материалов для оборудования. Существует несколько методов переработки UF₆ в UO₂, наиболее перспективными из которых являются так называемые «сухие» методы. Сущность «сухих» методов заключается в высокотемпературной обработке UF₆ парами воды, конверсии UF₆ в кислородно-водородном факеле и восстановлении продуктов конверсии. Конверсия UF₆ в UO₂, осуществляемая «сухими» методами, позволяет перерабатывать большие объёмы материалов при низких трудозатратах, обеспечивая при этом высокую гибкость в варьировании обогащения. В настоящее время более 85% мирового потребления UO₂ изготавливается именно «сухими» методами [155].

«Сухой» процесс даёт минимальную радиоактивную утечку, являясь практически безотходным процессом, так как более 99% образующейся фтористоводородной кислоты используется на других производствах. Поскольку процесс непрерывный, характеристики UO_2 стабильны и воспроизводимы, получаемый диоксид урана обладает высокой химической чистотой и хорошей спекаемостью. Плотность и микроструктура спечённых таблеток управляема, топливо обладает высокой термической стойкостью.

Процесс газопламенной переработки гексафторида урана в оксиды урана протекает в многокомпонентных гетерофазных системах с участием гексафторида урана, пламяобразующих газов, продуктов их горения и продуктов конверсии UF_6 в UO_2 . В качестве пламяобразующих газов наиболее пригодны водород как горючий газ и кислород или воздух как окислитель. Использование этих газов позволяет обеспечить высокую чистоту оксидов урана и удобство утилизации побочного продукта переработки – фтористоводородной кислоты.

В основе газопламенной конверсии гексафторида урана в диоксид лежит восстановительный пирогиドロлиз гексафторида:



Согласно термодинамическим расчётам, при переработке гексафторида урана в кислородно-водородном пламени наиболее вероятно образование оксидов урана. Механизм газопламенной конверсии гексафторида урана в оксиды, по-видимому, подобен механизму восстановительного пирогиドロлиза в высокотемпературном теплоносителе. Процесс протекает через образование промежуточных соединений уранилфторида, тетрафторида урана и заокиси-окиси урана:



Их конверсия в диоксид урана



может протекать либо в газовой фазе с последующей конденсацией диоксида урана, либо, при понижении температуры, с конденсацией промежуточных фторидов урана и последующей

их конверсией в диоксид. При осуществлении конверсии в кислородно-водородном пламени возможны все указанные механизмы конверсии гексафторида урана.

В высокотемпературном ядре факела, где температура близка к теоретической температуре суммарной реакции конверсии гексафторида урана (2100°C в кислородно-водородном и 1500°C в воздушно-водородном пламени) и превышает температуру начала конденсации уранилфторида и тетрафторида урана ($1000\div 1400^{\circ}\text{C}$), процесс преимущественно будет протекать с образованием на первой стадии газообразных тетрафторида урана и уранилфторида. В этих условиях следует ожидать высокой плотности и скорости конверсии гексафторида урана в диоксид, чему способствует концентрация радикалов гидроксила и атомов водорода в пламени и их высокая химическая активность.

В периферийных, более низкотемпературных зонах факела, наиболее вероятно образование на первой стадии процесса конденсированных тетрафторида урана и уранилфторида. Полное превращение последних в диоксид урана непосредственно в факеле, в условиях кратковременного пребывания в нём, затруднено, из-за малой скорости гетерогенных реакций. Поэтому продукты газопламенной конверсии гексафторида урана помимо целевого продукта – диоксида урана будут содержать примеси тетрафторида и уранилфторида, количество которых зависит от условий осуществления газопламенного процесса. Снижению их содержания в получаемом порошке оксидов урана будут способствовать повышение температуры факела и увеличение концентрации паров воды в реакционной зоне.

Полнота конверсии гексафторида урана в диоксид может быть повышена в условиях более длительного, чем в факеле, контакта фторидов урана с водяным паром и водородом при температуре, достаточной для конверсии этих продуктов в оксиды (не ниже 530°C).

Кинетика восстановления и гидролиза соединений урана (уранилфторида, тетрафторида, заокиси-окиси урана и диоксида урана) зависит от температуры и состава газовой среды.

Построенные на основании экспериментальных кинетических кривых зависимости суммарной скорости восстановительного пирогида гидролиза фторсодержащих оксидов урана от температуры и состава газовой фазы свидетельствуют о существенном возрастании скорости процесса с увеличением температуры выше 600°C . Максимальное приращение скорости достигается в интервале температур $600\div 650^{\circ}\text{C}$. С приближением к 700°C скорость процесса несколько замедляется.

Влияние состава газовой фазы на суммарную скорость процессов гидролиза и восстановления носит сложный характер, обусловленный сложным составом фторсодержащих оксидов урана, компоненты которых по-разному ведут себя при нагревании в атмосфере водорода и водяного пара. В системе протекает одновременно несколько химических реакций, каждая из которых по-своему реагирует на изменения условий процесса.

При фазовом составе, типичном для продукта, полученном при газопламенной конверсии (содержание U_3O_8 – 50÷55%, UO_2F_2 – 30÷35%, UF_4 – 5÷10%, UO_2 – 5÷10%), характер протекания суммарного процесса в значительной степени определяется характером взаимодействия UO_2F_2 с водородом и водяным паром, характеризующимся наличием максимума при концентрации паров воды в газовой фазе 25÷50% (об.).

Важным этапом является обесфторивание получаемого продукта. Полнота конверсии гексафторида урана в широком диапазоне условий газопламенной переработки приближается к 100%. Однако содержание фтора в получаемых оксидах может изменяться в довольно широких пределах. Оно зависит как от технологических факторов, непосредственно влияющих на протекание процесса в газовом факеле, так и, главным образом, от условий, вызывающих протекание побочных реакций оксидов урана с компонентами газовой фазы. Установлено, что получение оксидов с содержанием фтора менее 0,1% возможно лишь при температуре стенок аппарата и фильтров ниже 600 °С. Снижение температуры до 80÷100 °С приводит к увеличению содержания фтора до 8÷10% за счёт фторирования оксидов урана фтористым водородом.

Так, при температуре стенок аппарата 650÷700 °С наибольшее влияние на содержание фтора в оксидах урана оказывает количество подаваемых в горелку кислорода и водорода. Расход этих газов определяет температуру в реакционной зоне и концентрацию в ней паров воды и фтористого водорода, от чего и зависит скорость и полнота конверсии гексафторида в оксиды. Минимальное содержание фтора в оксидах урана (0,03÷0,05 масс.%) достигается при удельном расходе кислорода 5÷6 моль на моль UF_6 и расходе водорода, обеспечивающем 30÷40%-ный избыток против стехиометрического. Дальнейшее повышение расхода пламяобразующих газов не приводит к заметному снижению содержания фтора в оксидах урана.

Полная или частичная замена в газопламенном процессе кислорода на воздух снижает температуру в реакционной зоне, что приводит к некоторому повышению содержания фтора в оксидах.

Добавление паров воды в зону горения факела хотя и снижает его температуру, однако, способствуя гидролизу фторидов урана, благоприятствует стабильному получению оксидов урана с содержанием фтора до $0,03 \pm 0,05\%$.

Уменьшение содержания водорода в исходной газовой смеси приводит к появлению в продуктах конверсии оксидов урана более высокой валентности. В окислительной среде при избытке кислорода 5% и более в результате конверсии UF_6 образуется только U_3O_8 . При этих условиях в получаемых оксидах в 2÷3 раза меньше фтора, чем при проведении процесса с избытком водорода. Это объясняется преимущественным протеканием конверсии UF_6 через UO_2F_2 и отсутствием UF_4 в продуктах конверсии.

Характер протекания газопламенного процесса, его стабильность, качество получаемых оксидов урана зависят также от газодинамики процесса, характера истечения реагентов из горелки, их перемешивания в реакционной зоне. Экспериментально установлено, что изменение способов и скоростей подачи реагирующих газов в аппарат через горелку сказывается на устойчивости процесса горения и содержании фтора в оксидах урана. Наилучшие результаты были получены при подаче реагентов в аппарат в виде коаксиальных потоков с помощью трёхканальной горелки. Применение горелок других типов, использование конических сопел, турбулизация газовых потоков приводят к повышению содержания фтора в оксидах урана, связанному с нарушением процесса горения.

Нам представляется, что использование СВЧ-плазмы может существенно изменить процесс конверсии UF_6 в UO_2 . Это обусловлено следующим.

В настоящее время отсутствует стройная теория, позволяющая дать полное описание газопламенных процессов. Это объясняется чрезвычайной сложностью процессов, для аналитического решения которых необходимо рассмотреть вопросы термодинамики и кинетики химических реакций, протекающих в газовом факеле, вопросы газодинамики высокотемпературных потоков, тепло- и массопереноса, конденсации и поведения конденсированных частиц в факеле и др. Сложность газопламенных процессов в значительной степени обусловлена тем, что в них переплетаются, взаимно влияя друг на друга, два самостоятельных процесса: сжигание горючего тела и химическая конверсия вводимых в пламя веществ. Поэтому теоретическое прогнозирование характера протекания и результатов газопламенных процессов может носить лишь приближённый характер и требует обязательного экспериментального подтверждения.

Характерным признаком газопламенных процессов является высокая полнота и скорость химических превращений, обусловленных развивающейся в факеле высокой температурой и активным участием в процессе свободных атомов и радикалов, образующихся при данных реакциях горения. Локализация факела на удалении от стенок реакционного аппарата обуславливает высокую чистоту целевого продукта, а малое время пребывания продукта конверсии в высокотемпературной зоне, недостаточное для существенного роста зародышей конденсированной фазы, обеспечивает высокую дисперсность и химическую активность получаемого продукта, его хорошие керамические свойства: прессуемость и спекаемость.

Конверсия гексафторида урана в двуокись урана должна осуществляться в восстановительной атмосфере, содержащей водород, что делает весь процесс взрывоопасным. Однако сейчас имеются сведения, что конверсия гексафторида урана пиро-гидролизом до диоксида урана в аппаратах кипящего слоя может происходить и в атмосфере только водяного пара. Этому посвящено большое число патентов, однако наиболее отработанным и заслуживающим внимания являются способ и оборудование, разработанные фирмой «Вестингауз Электроник» США и описанные в патенте США № 4053599. По-видимому, это объясняется тем, что образующийся в результате разложения воды кислород поддерживает горение, что приводит к образованию промежуточных фторсодержащих оксидов, а водород способствует их восстановлению до двуокиси урана.

Если UF_6 , смешанный с водяным паром, нагревать до температуры порядка 2000 °С с помощью СВЧ-генератора, то, как было сказано в предыдущем разделе, это приведёт к эффективному электролизу водяного пара. Образовавшийся при этом кислород и водород будут способствовать поддержанию высокой температуры при конверсии UF_6 во фторсодержащие оксиды и превращению последних при температуре порядка 700 °С в двуокись урана в результате реакций восстановительного пиро-гидролиза. Можно ожидать, что получаемая при этом двуокись урана будет иметь высокую чистоту.

Плазменные СВЧ-технологии могут быть использованы и для утилизации отвального гексафторида урана.

Отвальный гексафторид урана (ОГФУ), обеднённый по изотопу U^{235} , является одним из наиболее важных отходов топливного цикла ядерных энергетических установок. Для его хранения требуются значительные площади и большой расход материалов, постоянный контроль за состоянием ёмкостей, предназначенных для хранения ОГФУ [167].

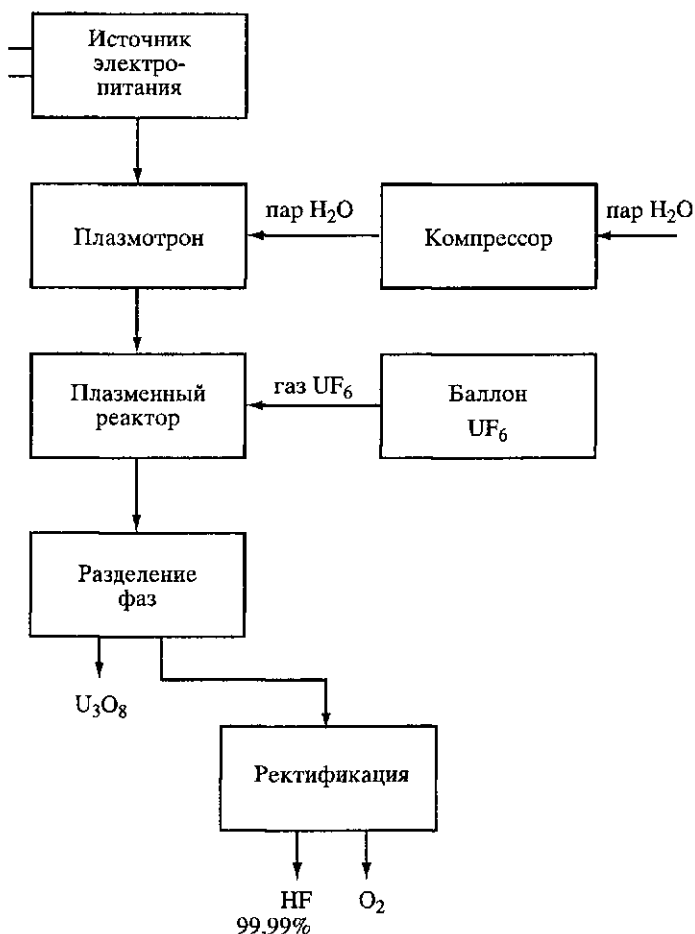


Рис. 5.15. Схема процесса плазменной конверсии отвального гексафторида урана до оксидов

Такой способ хранения имеет огромный экологический риск, связанный с наличием больших количеств токсических отходов. Поэтому представляет интерес конверсия ОГФУ переводом его в экологически безопасную форму, удобную для хранения урана. Решение этой задачи позволит одновременно решить и вторую задачу – вернуть в ядерный топливный цикл и промышленность дефицитный фтор в виде безводного фтористого водорода.

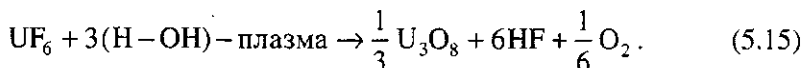
Данная проблема близка и для процесса остекловывания высокообогащённых радиоактивных отходов, которые образуются в процессе регенерации ядерного топлива. Для этих целей плазменные технологии представляют большой интерес.

Процесс конверсии ОГФУ в водяной (Н-ОН)-плазме опи-

Параметры установки для переработки UF_6

Мощность плазмотрона, МВт	До 0,2
Производительность коллектора питания установки гексафторидом урана, т/ч	До 0,15
Мольное отношение водяного пара и гексафторида урана	3,3
Удельные энергозатраты, МВт ч/т UF_6	1,3÷1,4
Степень конверсии UF_6	0,99
Концентрация HF перед входом в конденсатор, %	До 98

сывается следующим уравнением:



Как видно из этого уравнения, процесс характеризуется тем что, гексафторид урана можно количественно конвертировать в потоке водяной плазмы в U_3O_8 , фтористый водород и кислород. Процесс конверсии гексафторида урана протекает полностью и заканчивается в газовой фазе. При этом минимальная температура, при которой начинается процесс газофазной конверсии UF_6 , составляет 1600 К. За время 0,01÷0,001 с происходит конверсия с получением 97÷98% HF. Такой процесс является безотходным: уран практически на 100% переходит в U_3O_8 , фтор – в концентрированный HF и единственным побочным продуктом является газообразный кислород. Это означает, что весь процесс экологически чист.

Технологическая схема переработки ОГФУ (рис. 5.15) включает в себя процессы испарения гексафторида урана из ёмкости, его конверсии с использованием водяной плазмы до оксидов урана и фтористоводородной кислоты, в результате конденсации которой получаем кислоту с содержанием 97÷98% HF. Дальнейшая переработка 97÷98% HF возможна с использованием узла ректификационной очистки технологии производства безводного фтористого водорода.

Единичный модуль плазменной установки включает в себя следующее: плазменный реактор, снабжённый пароводяным плазмотроном, источник электропитания плазмотрона, коллектор питания установки гексафторидом урана, компрессор для компримирования гексафторида урана и подачи, генератор потока низкопотенциального водяного пара, сепаратор дисперсной (U_3O_8) и газовой (HF, O_2 , следы H_2O) фаз, конденсатор фтористого водорода, ректификационную колонну, ёмкости – накопители U_3O_8 , систему контроля и автоматизации процесса.

Основные технические характеристики работы плазменной установки и процесса приведены в табл. 5.4.

5.4. Использование СВЧ-энергии для плазмохимической переработки угля

Одним из новых и прогрессивных направлений переработки угля, интенсивно разрабатываемым в последнее время, является превращение его в газообразные продукты (водород, ацетилен, цианистый водород, синтез-газ) в условиях высокотемпературных плазмохимических реакторов. Высокая селективность плазмохимических процессов, возможность переработки различных видов сырья, небольшие габариты основного оборудования, возможность полной автоматизации, отсутствие выброса золы, серы и других вредных веществ в окружающую среду делают весьма перспективным этот метод переработки твёрдых топлив. Для этих целей могут использоваться и СВЧ-плазмотроны. Они могут использоваться как для пиролиза углей, так и для их газификации.

Пиролиз углей чаще всего проводят в плазме аргона и водорода [88]. При пиролизе в плазме аргона и водорода углей с высокой степенью метаморфизма и низким содержанием кислорода (битуминозные, суббитуминозные угли) основным газообразным продуктом является ацетилен. В продуктах термического превращения бурых углей с высоким содержанием кислорода в составе продуктов преобладают окислы углерода и водород.

Выход продуктов пиролиза угля в плазме зависит от конструкций использованных реакторов, вида топлива, его химического строения, скорости подачи сырья, температуры, мощности, времени контакта, величины частиц угля и степени их нагрева, закалки продуктов. Рассмотрим подробнее влияние этих параметров на процесс.

Реакторы с плазменным нагревом сырья, использованные в работах разных авторов, различаются вводом угольных порошков в плазменную струю. Результаты, полученные при разных методах ввода угольного порошка, несколько различаются.

При пиролизе углей в плазме аргона при прочих равных условиях выход ацетилена – основного продукта реакции – пропорционален содержанию летучих газов в угле (рис. 5.16). Из работ различных авторов следует, что при радиальной подаче угля максимальный выход ацетилена из углей с содержанием летучих около 50% составляет ~20%. При подаче угля через полый катод выход ацетилена достигает ~30% при пиролизе углей с содержанием летучих 36% и 46% при пиролизе угля, содержащего 47,8% летучих. Поскольку в процессе получается ещё

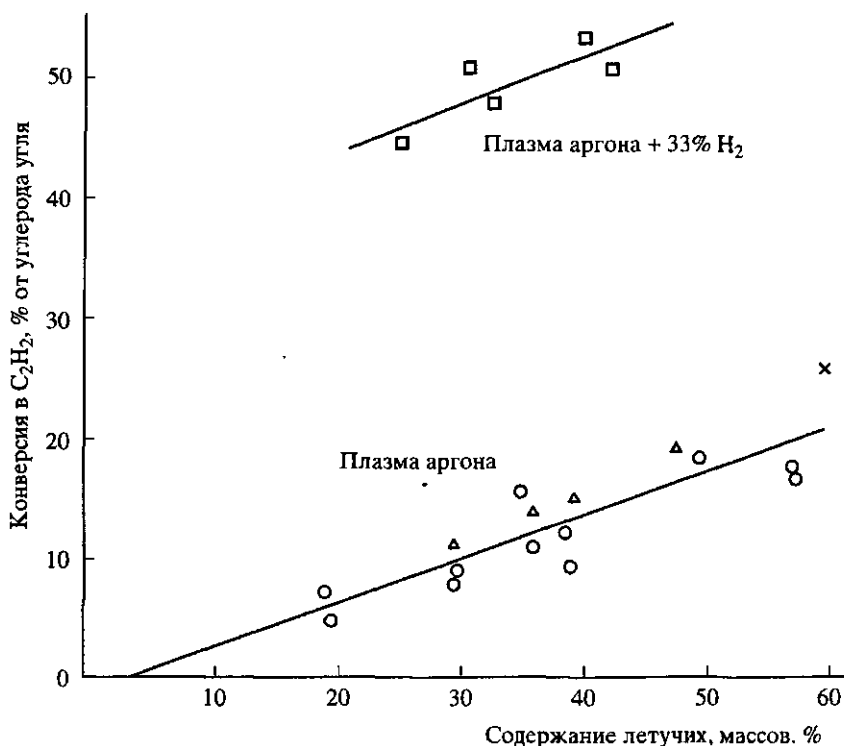


Рис. 5.16. Результаты плазменного пиролиза углей

около 10% CO, общий выход газообразных продуктов примерно на 25% превосходит содержание летучих в исходных углях, определённых стандартным методом.

Добавление к плазме аргона 10% водорода приводит к значительному увеличению выхода ацетилена: он достигает ~40% при радиальной подаче угля через отверстие в аноде и ~74% при подаче с малой скоростью (0,044 г/мин) через полый катод. При пиролизе углей в плазме $Ag + 33\% H_2$ выход ацетилена в 3÷4 раза выше, чем в плазме Ag . Он также растёт с увеличением содержания летучих (см. рис. 5.16).

Наилучших результатов в разработке плазмохимического пиролиза угля с целью получения ацетилена добилась фирма «Avco» (Веллингтон, штат Массачусетс). Работы в этом направлении фирма начала давно, ещё в 60-е годы прошедшего века, и в настоящее время процесс доведён до стадии испытания на полупромышленной установке мощностью в 1 МВт и производительностью по ацетилену 900 т/год [223]. Наилучшие результаты были получены при использовании плазмохимического реактора

с электрической дугой, вращающейся в магнитном поле. Вращение дуги с большой скоростью не только способствует равномерному нагреву водорода до высоких температур, но и препятствует привязыванию дуги к определённом месту анода и его прогоранию. Уголь в кипящем слое водорода подаётся в зону реакции через серию отверстий, расположенных concentricки вокруг катода. Катодом служит охлаждаемая водой медная трубка с торированным вольфрамовым наконечником. Наилучшие результаты были достигнуты при закалке продуктов низкомолекулярными углеводородами. В этом случае тепло отходящих газов, нагретых до ~ 2000 К, частично используется для получения дополнительных количеств этилена и ацетилена. Реактор работает при пониженном давлении, при силе тока $500 \div 2000$ А, напряжении $2000 \div 500$ В, расходе угля $6,25$ кг/мин. При переработке высокосернистых углей с большим содержанием летучих выход и концентрация ацетилена составляют 35% и 15,7%, удельные затраты энергии $8,8$ кВт · ч/кг C_2H_2 , химический КПД – 30%. Побочным продуктом является сажа ($\sim 10\%$). По-видимому, для этих целей может использоваться и СВЧ-плазма. Необходимо отметить, что выход ацетилена при плазмохимическом пиролизе бурых углей в плазме H_2 и Ag значительно ниже, чем при переработке битуминозных углей с таким же содержанием летучих. Это объясняется высоким содержанием в них кислорода и повышенным образованием окислов углерода и воды при разложении. Такие угли более целесообразно перерабатывать в синтез-газ ($CO + H_2$) в плазме водяного пара.

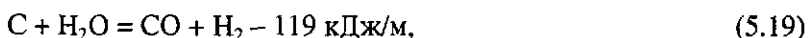
Таким образом, интересные результаты можно получить не только при пиролизе твёрдых топлив, но и при использовании СВЧ-энергии для газификации твёрдых горючих ископаемых (ТГИ).

Впервые в промышленном масштабе продукт газификации угля – искусственный газ – был получен в Англии в начале XIX в. После этого искусственный газ стал широко использоваться для освещения домов и промышленных предприятий в передовых странах Европы и в России. Позже искусственный газ стал использоваться в печах металлургической и машиностроительной промышленности. На начальной стадии газификации в качестве окислителя использовался воздух, позднее смесь воздуха и водяного пара, а после освоения производства кислорода – кислород и смесь пара с кислородом, что позволило увеличить теплотворную способность получающихся газов с $3,8 \div 4,4$ МДж/м³ до $10,5 \div 16$ МДж/м³. Сейчас искусственный газ используется и для бытовых нужд. Работы по усовершенство-

ванию технологий газификации твёрдых топлив проводятся всё время. Сейчас действуют тепловые электростанции на 250÷300 МВт, работающие на искусственном газе.

С наиболее общих позиций методы газификации ТГИ разделяются на автотермические, при которых нужно для процесса тепло получается при сгорании части ТГИ в самом газогенераторе, и аллотермические – с подводом тепла в газогенератор извне при помощи твёрдого и газообразного теплоносителя. В аллотермических процессах благодаря отсутствию в искусственном газе азота повышается его теплотворная способность. Кроме того, здесь нет необходимости в использовании дорогих установок для производства кислорода. Однако газогенераторы для аллотермических процессов сложны в изготовлении и эксплуатации, поэтому все существующие в настоящее время промышленные технологии газификации являются автотермическими. В автотермических газогенераторах с кислородным дутьём вследствие более высокой температуры процесса, чем в аллотермических, существенно ускоряются реакции газификации, что способствует уменьшению размеров генератора и позволяет газифицировать высокосольные ТГИ.

Газификация ТГИ упрощённо описывается пятью гетерогенными химическими реакциями



и двумя гомогенными химическими реакциями



Вследствие высоких температур в газогенераторах образование C_2 и более высоких углеводородов практически исключается.

Существуют методы расчётов состава получающихся газов в зависимости от температуры газификации, однако они имеют в основном теоретическое значение, поскольку реальные процессы происходят в нестационарных условиях. Кроме того, трудно теоретически определить скорость разложения ТГИ, время контакта между ТГИ и окислителем и последующее взаимодействие твёрдых и газообразных продуктов.

Независимо от применяемой технологии газификация начинается с горения углерода – реакции (5.16) и (5.17). В результате под действием высоких температур ТГИ подвергаются окислительным и термическим превращениям и создаются условия для реализации главных реакций газификации (5.18) и (5.19). Взаимодействие раскалённого топлива с водяным паром приводит к образованию синтез-газа – смеси СО и водорода. Поскольку реакция (5.21) эндотермична, слой топлива в газогенераторе периодически продувают воздухом. Обычно синтез-газ из камешноугольного топлива содержит 37% СО и 50% H_2 .

В [88] описан плазмотрон, в котором смесь водяного пара с порошком угля подается в плазменную струю через канал в катоде. Такая подача обеспечивает попадание угольных частиц в горячую зону плазменной струи. Время пребывания в реакторе частиц угля размером $0,05 \div 0,08$ мм равнялось ~ 1 с, мощность установки 120 кВт, расход энергии $3,3$ кВт · ч/кг угля. В этих условиях газифицируется $40 \div 50\%$ углерода, остальной углерод выделяется в виде мельчайших частиц ($d = 0,1$ мкм). В широком интервале изменения скоростей подачи сырья газ имеет состав: 62% H_2 , 26% СО и 12% CO_2 .

При использовании СВЧ-энергии для газификации твёрдых топлив может быть предложен принципиально новый и высокоэффективный метод. Как было показано в разделе 5.2 эффективность получения водорода при разложении водяного пара может быть существенно повышена при воздействии на него СВЧ-энергии за счёт того, что при температурах, меньших $1,5$ эВ ($T \leq 17400$ °С) практически вся энергия идёт на возбуждение колебаний молекул воды, что приводит к их эффективному разрушению при значительно меньшем энергопотреблении. Кроме того там же было указано, что добавление в систему CO_2 и СО, имеющих на два порядка большие сечения возбуждения колебательного движения молекул воды электронным ударом позволяет существенно снизить требования к степени ионизации, т.е. проводить процесс разложения воды при более низкой температуре. Это означает, что CO_2 выполняет роль катализатора при получении водорода из воды. По-видимому, аналогичная картина будет наблюдаться при получении синтез газа по формуле (5.19) при воздействии СВЧ-энергии. Как и в предыдущем случае, СВЧ-колебания будут раскачивать колебания молекул воды, результатом чего будет развал молекул и образование H_2 и СО при значительно меньшей затрате энергии. Реакции (5.16) и (5.17) будут интенсифицировать такой процесс при значительно меньших температурах.

Таким образом, приведённые выше сведения позволяют

сделать вывод, что использование неравновесной СВЧ-плазмы позволит существенно повысить эффективность процесса получения синтез-газа. Кроме того, эти же процессы могут существенно снизить температуру зажигания водоугольной смеси за счёт разложения воды и образования водорода при сравнительно низкой температуре.

5.5. Использование СВЧ-плазмы в космической энергетике

Как следует из изложенного выше, для многих приложений следует использовать сверхчистую (или высокочистую) плазму. Например, сверхчистая плазма нужна для моделирования экспериментов по вхождению космических аппаратов в атмосферу Земли. Такую плазму невозможно получить с помощью обычных плазмотронов, поскольку материал электродов сильно загрязняет плазму и не позволяет смоделировать космические условия. А.С. Коротеев и его сотрудники решили задачу получения сверхчистой плазмы с помощью использования для этих целей мощных электронных пучков [5, 102]. Схема установки изображена на рис. 5.17. Для этих целей использовался непрерывный электронный пучок с $I \approx 0,5 \div 2,5$ А и энергией $E \approx 200$ кэВ. Мощность пучка была $P \approx 115 \div 470$ кВт.

Начальное давление газа равнялось $P \approx 0,4$ МПа (4 атм), а в процессе горения $p = 0,75 \div 1$ МПа (7,5 ÷ 10 атм). Коэффициент трансформации энергии электронного пучка в плазму был равен $\eta \approx 0,77 \div 0,8$, т.е. был достаточно высокий. При инъекции воздуха со скоростью 50 г/с удалось нагреть его до температуры $T \approx (8 \div 12) \cdot 10^3$ К. На самом деле это можно сделать, если его теплоёмкость $c_p \approx 1$ кДж/кг · К. Тогда при $P = 470$ кВт из $Q = c_p m \Delta T = Pt$ следует $\Delta T = \frac{Pt}{c_p m} = \frac{470}{0,05} = 10^4$ К. Однако общий

кпд данной установки был не очень высоким, поскольку использовался источник высокочастотного напряжения на 5 МВт (т.е. общий кпд 7 ÷ 8%). Кроме того, недостатком данного метода получения высокочистой плазмы является необходимость использования высоковольтного источника на достаточно большое напряжение ($U = 500$ кВ).

Высокочистую плазму с использованием значительно меньшего напряжения (~50 кВ) и с достаточно большим общим кпд можно получить, используя СВЧ-плазмотрон. Схема установки в этом случае аналогична представленной на рис. 5.17, только вместо электронного пучка необходимо использовать мощный

СВЧ-генератор на мощность ~500 кВт. В случае использования E_{01} -волны СВЧ-разряд будет образовываться вдоль центральной части резонатора. Это будет обеспечивать достаточно хорошо сфокусированный пучок СВЧ-плазмы.

Достоинством такого СВЧ-плазмотрона является то, что при этом можно использовать существенно более низкие напряжения (50 кВ вместо 500 кВ) и что можно получить существенно более высокий общий КПД ($\eta \approx 50\%$). При этом плотную плазму можно нагреть в малых объемах до $T \approx 10\,000$ К.

Реализация такой схемы, способной выбрасывать пятьдесят граммов плазмы в секунду, требует инъекции в СВЧ-плазмотрон газа под большим давлением и соответственно решения вопросов, связанных с получением СВЧ-плазмы при высоких давлениях.

В космической энергетике СВЧ-плазма может быть использована также для создания электрореактивных двигателей малой тяги. Тяга двигателя определяется по формуле $T = \dot{m}v$, где $\dot{m}$ – масса топлива, выбрасываемого в пространство в 1 с, а v – скорость испускаемого ракетным двигателем топлива. Эта величина характеризует величину момента количества движения, переданного кораблю за 1 с. Важными величинами является также удельный импульс

$$I = \frac{v}{g} \quad (5.23)$$

и тяговый КПД двигателя

$$\eta = \frac{\dot{m}v^2}{2P} = \frac{TIg}{2P} = \frac{T^2}{2\dot{m}P}, \quad (5.24)$$

где g – ускорение, а P – мощность, подведённая к двигателю.

Такие электронные двигатели можно использовать вместо жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) малой тяги (~10 Н).

Как отмечено в [140] ЖРД малой тяги в настоящее время являются основным типом исполнительных органов в системах коррекции, стабилизации и ориентации космических аппаратов различного назначения. Расширение круга задач, решаемых ЖРД такой тяги, и совершенствование космических аппаратов приводит к необходимости использования в них более широкой гаммы топлив, повышение ресурса и надёжности двигателя. Очевидно, что всё это можно решить при использовании новых методических подходов и принципиально новых схем двигателей и их основных узлов. В зависимости от выполняемых задач и условий эксплуатации ЖРД малой тяги разного типа могут

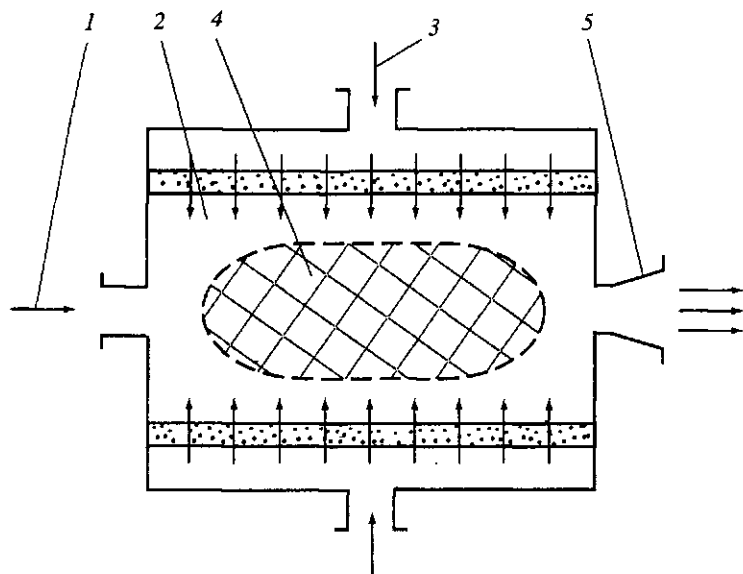


Рис. 5.17. Генератор плазмы на основе электронных пучков:

1 – электронный пучок, 2 – резонатор, 3 – ввод газа, 4 – плазма, 5 – вывод плазмы

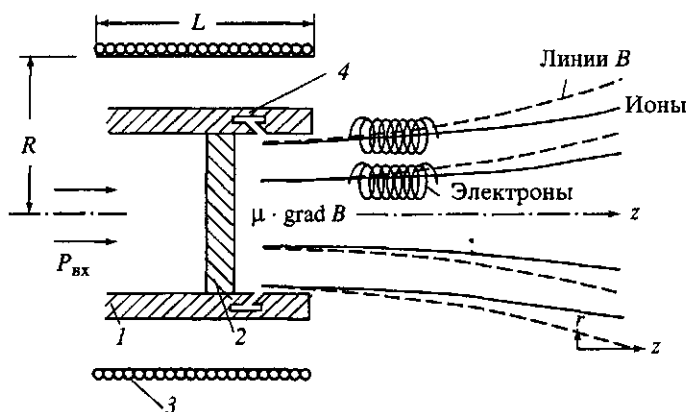


Рис. 5.18. Схема плазменного ускорителя:

1 – волновод, 2 – диэлектрическое окно, 3 – соленоид, 4 – инжектор рабочего тела

существенно отличаться друг от друга. Предъявленные к ним требования часто являются в определённой степени взаимоисключающими и поэтому совершенствование ЖРД малой тяги до последнего времени осуществлялось путём оптимизации характеристик двигателей применительно к каждой конкретной

задаче. Поэтому более перспективным следует считать путь кардинального улучшения характеристик ЖРД малой тяги на базе новых, нетрадиционных технических решений.

Одним из интересных ЖРД является ЖРД сверхмалой тяги ($\sim 0,5 \text{ кг} = 5 \text{ Н}$) для прецизионной ориентации и стабилизации космических аппаратов. Для них особенно важна стабильность тяги и надёжность. Проведённая в НИИ тепловых процессов работа по созданию камер сгорания из жаропрочных металлических сплавов на основе ниобия, гафния, молибдена без защитных покрытий позволяет существенно увеличить ресурс надёжности ЖРД и предложить более совершенные конструкции. Если на борту космического корабля есть СВЧ-энергия, то она может быть использована для создания электрореактивных двигателей малой тяги. Очевидным преимуществом таких двигателей является то, что они способны обеспечить величины удельного импульса, в десятки и сотни раз превосходящие значения, полученные в ракетах на химическом топливе, и таким образом для заданной тяги получить существенную экономию в весе рабочего тела. Конечно, можно плазму выбрасывать и по схеме, приведённой на рис. 5.18 и при расходе топлива 50 г/с , выбрасываемого со скоростью $200 \div 300 \text{ м/с}$, получить тягу $\sim 10 \text{ Н}$, но результаты будут гораздо лучше, если плазму ускорить до скоростей $\sim 10^4 \div 10^5 \text{ м/с}$ в установке, аналогичной приведенной на рис. 5.18.

Как видно из рис. 5.18 метод заключается в разгоне помещённой в магнитное поле плазмы до высоких скоростей путём введения в неё СВЧ-энергии. СВЧ-мощность поступает в газ из волновода через диэлектрическое окно, которое предотвращает движение частиц плазмы к источнику СВЧ-мощности. При непрерывной мощности порядка нескольких сотен ватт или единиц киловатт при определённых давлениях газа происходит достаточно высокая ионизация инжектируемого газа и последующее интенсивное поглощение СВЧ-энергии этой плазмой, что приводит к увеличению скорости частиц плазмы.

Нетрудно показать, что при этом в СВЧ-поле с напряжённостью электрического поля E средняя энергия электронов будет равна

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{e^2 E^2}{4m} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_n)^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_n)^2 + \nu^2} \right] \quad (5.25)$$

где ν — частота столкновений с передачей импульса, а ω_n — циклотронная частота электронов в магнитном поле. При

резонансе $\omega = \omega_u$

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{e^2 E^2}{4m\nu^2}. \quad (5.26)$$

В этом случае из-за столкновений плазма становится изотерической, и температура ионной компоненты сравнивается с электронной, что ведёт к увеличению скорости всей плазмы. Используя СВЧ-источники мощностью $P \approx 10\div 50$ кВт, можно разогреть плазму до $T \approx 50\,000$ К, при этом скорость плазмы будет ~ 30 км/с. При этом если частота столкновений будет порядка $\nu \approx 10^{10}$ Гц, то напряжённость электрического поля внутри плазмы будет превышать 1 кВ/см ($E \approx 1,3$ кВ/см). При этом тяга $T \approx 10$ Н может быть получена при очень малом расходе рабочего вещества ($\dot{m} \approx 0,3$ г/с или $\dot{m} \approx 1$ кг/ч). При таком расходе топлива даже при ресурсе двигателя в несколько тысяч часов вес топлива будет приемлемой величиной. Всё это свидетельствует о перспективности использования СВЧ-плазмы при разработке электрореактивных двигателей малой тяги.

Главным преимуществом ускорения плазмы с использованием СВЧ-генераторов является то, что такой ускоритель является безэлектродным и в нём полностью отсутствуют движущиеся части. Поэтому такой двигатель будет иметь простую конструкцию и большую долговечность. Однако способ создания тяги с помощью СВЧ-источников сможет выдержать конкуренцию с другими электрореактивными двигателями только в том случае, если КПД СВЧ-генераторов достигнет 90% и если такой источник уже есть на борту корабля. Однако СВЧ-двигатели с мощностью $P \approx 100$ Вт могут применяться уже сейчас, например, для синхронных спутников, на которых для связи используются СВЧ-генераторы такой мощности.

ЗАДАЧИ

Задача № 14. Оцените напряжённость электрического поля на частоте $f = 3,0$ ГГц, необходимую для поджига разряда в аргоне, находящемся под давлением $P = 140$ Па (≈ 1 мм рт.ст.). Потенциал ионизации аргона $e\phi = 15,7$ эВ, $T = 293$ К.

Глава 6

СВЧ-СВЕТ

В последнее время бурно развивается новое направление СВЧ-энергетики, связанное с созданием высокоэффективных источников света на основе использования для этих целей СВЧ-разряда в серосодержащих средах. Сущность этой проблемы заключается в следующем.

Как известно, температура излучения солнечной короны $T_k = 5800^\circ\text{C}$, и спектральная плотность I_ν имеет вид, изображённый на рис. 6.1.

Как видно из рисунка, на диапазон чувствительности человеческого глаза приходится 31% излучаемой энергии. Это означает, что как источник света Солнце имеет эффективность, равную 31%.

Так как температура плавления всех элементов периодической системы Менделеева ниже T_k , а длина волны, на которую приходится максимум излучения, $\lambda \sim \frac{1}{T}$, то в земных условиях невозможно на основе ламп накаливания получить источники света с большим КПД (рис. 6.2). Именно поэтому все лампы

накаливания имеют коэффициент преобразования электрической энергии в световую около (2÷3)% (рис. 6.3).

Более высокий КПД (~10÷15%) имеют лампы дневного света, но их спектраль-

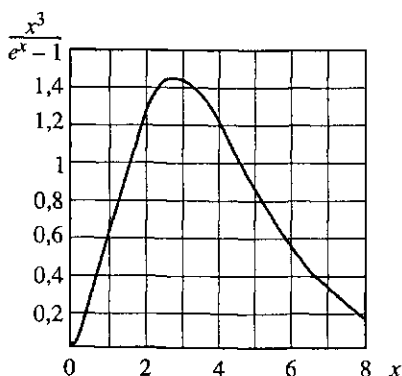
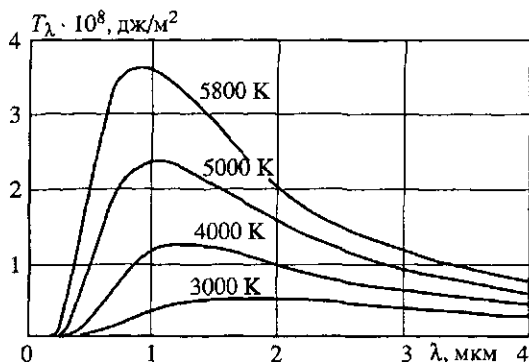


Рис. 6.1. Функция Планка $x^3(e^x - 1)^{-1}$, где $x = h\nu/(k_B T)$, для определения спектральной плотности

$$I_\nu = \frac{2(k_B T)^3}{c^2 h^2} \cdot \frac{x^3}{e^x - 1}$$

Рис. 6.2. Спектральная плотность излучения I_λ в зависимости от температуры абсолютно чёрного тела

ные характеристики существенно отличаются от спектральных характеристик Солнца и поэтому они имеют низкий цветовой индекс ~40÷50% (рис. 6.4).



В принципе высокоэффективный источник СВЧ-света можно создать, если некоторый объём, ограниченный плазмой, нагреть до $T = T_k = 5800^\circ\text{C}$, т.е. если в лабораторных условиях создать искусственное солнце, и он имел бы КПД преобразования вложенной в него энергии в свет на уровне 31%. К сожалению, эта на первый взгляд простая задача не имеет интересного для практического использования решения. На самом деле плазма будет излучать как абсолютно чёрное тело, если для радиуса шара плазмы R выполняется следующее неравенство [104]:

$$R > \frac{10^{23} T^{\frac{7}{2}} (\text{K})}{Z^2 n_i n_e}. \quad (6.1)$$

При $T_e = 6000^\circ\text{C}$ радиус плазменного шара будет порядка 1 см, если $n \geq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Значит, плазма будет излучать как абсолютно чёрное тело, если она будет достаточно плотной. Но не эта проблема будет главной. Дело в том, что плазменный шарик радиусом $R = 1 \text{ см}$, нагретый до 6000°C , излучил бы мощность $W = \sigma T^4 S = 92,3 \text{ кВт}$. Ясно, что ни о каком источнике света на этой основе говорить не приходится, и всё вышеизложенное свидетельствует, что разработка источников света возможна только на основе использования атомных и молекулярных спектров излучения определённых элементов или их соединений. К сожалению, атомные спектры всех элементов лежат в более коротковолновом диапазоне.

В последнее время большой интерес как возможный высокоэффективный источник света вызывает возбуждаемый СВЧ-излучением разряд в газовых смесях, основным компонентом которых служит испаряемая в процессе разряда сера. Спектры излучения серы, имеющей 6 модификаций, лежат в видимом диапазоне, и это позволяет получить не только

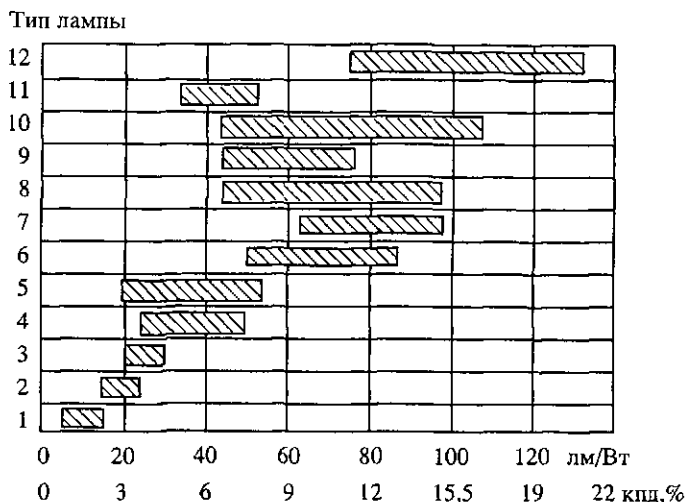


Рис. 6.3. Кпд различных источников света:

1 – лампы накаливания стандартные, 2 – вольфрамо-галогенные лампы, 3 – галогенные инфракрасные источники, 4 – ртутные лампы, 5 – малогабаритные люминесцентные лампы, 6 – люминесцентные лампы, 7 – крупногабаритные люминесцентные лампы, 8 – металлогалогенные лампы, 9 – малогабаритные металлогалогенные лампы, 10 – натриевые лампы высокого давления, 11 – обычные натриевые лампы, 12 – серые СВЧ-лампы

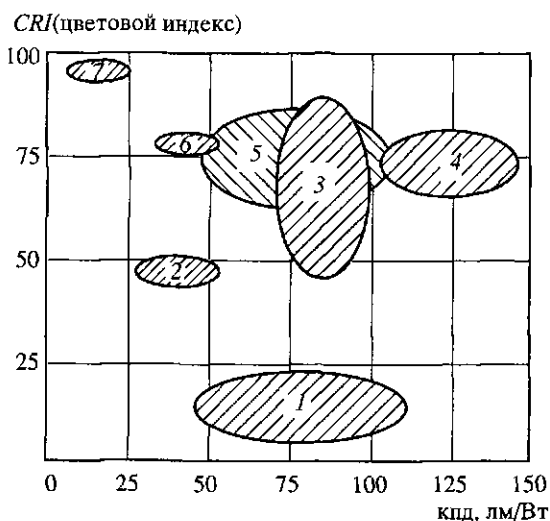


Рис. 6.4. Светотехнические характеристики различных ламп:

1 – натриевые лампы высокого давления, 2 – лампы на парах ртути, 3 – крупногабаритные люминесцентные источники, 4 – серые СВЧ-лампы, 5 – металлогалогенные лампы, 6 – обычные натриевые лампы, 7 – стандартные лампы накаливания

высокоэффективный источник света ($\sim 25\%$), но и источник света с высоким цветовым индексом ($\sim 70\div 85$). Первые результаты, полученные фирмой Fussion Lighting, подтвердили эти выводы [184, 185]. Однако сера является электроотрицательным элементом и поэтому в ней непросто поддерживать разряд, что создаёт определённые проблемы.

Рассмотрим это более подробно.

6.1. Физические процессы в двухкомпонентной плазме. Определение параметров СВЧ-генераторов для источников СВЧ-света

Итак пусть имеется сферическая СВЧ-колба, заполненная газовой смесью, основным компонентом которой является сера. Если облучать эту сферу ВЧ- или СВЧ-излучением от какого-нибудь ВЧ- или СВЧ-генератора, то в колбе может образоваться плазма, которая может быть источником светового излучения (рис. 6.5). Как известно, при нормальной температуре сера находится в твёрдом состоянии, её сублимация начинается при температуре $T = 444,6^\circ\text{C}$, и поэтому сначала необходимо получить безэлектродный разряд, используя некоторый буферный газ, а затем поддерживать разряд в парах серы.

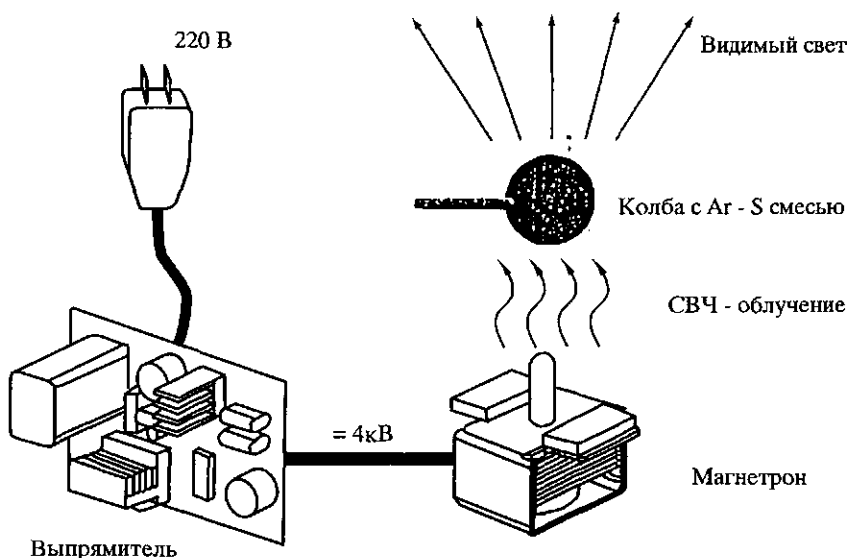


Рис. 6.5. Функциональная схема СВЧ-источника видимого света

С этой точки зрения необходимо правильно выбрать параметры ВЧ- или СВЧ-генераторов, которые необходимо использовать для решения данной проблемы. В первую очередь необходимо правильно определить частоту используемых ВЧ- или СВЧ-генераторов, а затем определить их необходимую мощность. Рассмотрим это более подробно.

Одним из наиболее важных является выбор частоты высокочастотного поля. Как известно [134], высокочастотные разряды возможны при выборе частот килогерцевого (индукционный разряд), мегагерцевого (ВЧ-разряд) и гигагерцевого (СВЧ-разряд) диапазонов. Проведём сравнение этих диапазонов с целью определения тех частот, при которых для получения разряда требуется минимальная мощность. При индукционном разряде под действием изменяющегося магнитного поля внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле $E \sim \omega$. В килогерцевом диапазоне оно мало и его недостаточно для пробоя. Что касается ВЧ- и СВЧ-колебаний, то для определения рабочей частоты необходимо сравнить три величины: диаметр колбы D , длину свободного пробега l и амплитуду колебаний электронов. При $l \gg D$ электроны, естественно, не испытывают столкновений внутри камеры, а значит, не могут вызывать ионизацию. При $D \sim (1+2)$ см это имеет место при давлении $p \sim 10^{-2}$ мм рт.ст. Значит, для эффективной ионизации необходимо использовать давление буферного газа больше этой величины. Что касается соотношений между амплитудами колебаний электронов A и диаметром колбы D , то разряд в парах серы, являющейся электроотрицательным элементом, возможен тогда, когда электроны будут совершать в колбе осцилляторные колебания, т.е. когда $A < \frac{D}{2}$. Только в этом случае ионизация будет настолько интенсивной, что может компенсировать захват части электронов молекулами серы.

Как известно, если электрон движется в высокочастотном поле напряжённостью E_0 , то для амплитуды колебаний имеет место соотношение

$$\begin{aligned} x &= \frac{e E_0}{m(\omega^2 + v_c^2)} \sin \omega t + \frac{v_c}{\omega} \frac{e E_0}{(\omega^2 + v_c^2)} \cos \omega t = \\ &= \frac{e E_0}{m\omega \sqrt{\omega^2 + v_c^2}} \sin(\omega t + \varphi) = A \sin(\omega t + \varphi), \end{aligned} \quad (6.2)$$

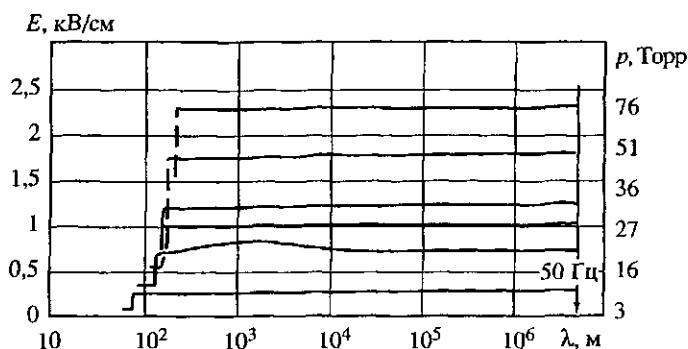


Рис. 6.6. Поле зажигания ёмкостного разряда в водороде в стеклянном цилиндре длиной 2 см

где ν_c – частота столкновений. Если $\nu_c \ll \omega$, то $A = \frac{eE_0}{m\omega^2}$ и $A < \frac{D}{2}$

при условии, что $\frac{2}{D} \cdot \frac{eE_0}{m\omega^2} \leq 1$, или если $\frac{1}{2\pi^2} \cdot \frac{eE_0\lambda^2}{mc^2D} < 1$. Видно, что, например, при $E_0 \sim 200$ В/см это неравенство выполняется при $\lambda < 2$ м. При $\nu_c \gg \omega$ амплитуда колебаний $A = \frac{eE_0}{m\omega\nu_c}$ также

должна быть меньше радиуса колбы, т.е. должно выполняться следующее неравенство [134]:

$$\frac{eE_0}{m\omega\nu_c} \leq \frac{D}{2} \text{ или}$$

$$\frac{2eE_0}{m\omega\nu_c D} = \frac{0,14E_0(\text{В/см})}{f(\text{МГц}) \cdot D(\text{см}) \cdot p(\text{Торр})} \leq 1. \quad (6.3)$$

Это означает, что граничная частота, при которой необходимая для пробоя напряжённость высокочастотного компонента электрического поля возрастает, зависит от диаметра колбы, давления газа внутри колбы и напряжённости ВЧ- или СВЧ-поля. Из рис. 6.6 и рис. 6.7 видно, как при уменьшении частоты ВЧ-поля имеет место скачок пробивающего поля в водороде. Аналогичные кривые имеют место для неона и других инертных газов.

Из этих кривых видно, что с точки зрения минимизации напряжённости пробоя СВЧ-диапазон имеет предпочтение. Это заключение остаётся справедливым и тогда, когда для амплитуды колебаний используется не приближённое, а точное выражение для амплитуды колебаний электрона в СВЧ-поле

для инертных газов при энергиях электронов плазмы ~ 1 эВ имеет место существенное уменьшение v_c (рис. 6.8). Всё это означает, что при давлении ~ 1 Торр, которое будет в начальной стадии, когда требуется получить разряд в аргоне, $v_c \sim 10^8$ 1/с. При $\omega \sim 10^9$ электропроводность плазмы $\sigma \approx (10^{10} + 10^9)$ 1/с, а глубина проникновения поля в плазму будет порядка 1 см, т.е. на первоначальной стадии возможно получить разряд во всём объёме колбы. Однако затем с увеличением давления $v_c \gg \omega$ электропроводность стремится к величине порядка $\sigma \sim (10^{13} + 10^{14})$ 1/с. При этом δ уменьшается до $0,1 + 0,01$ см. Это означает, что для интересующих нас параметров плазмы, используя СВЧ-колебания, практически невозможно получить объёмный разряд во всём объёме плазмы, содержащей ионы молекул серы.

Следующим важным вопросом является определение мощности СВЧ-генератора, необходимой для получения разряда в буферном газе и для поддержания разряда в плазме после испарения и ионизации серы.

Если в качестве буферного газа использовать аргон, то, как видно из рис. 6.9, при $f \sim 3,0$ ГГц минимальное пробивное напряжение $\sim 200 + 300$ В/см будет при давлении в несколько Торр. Такую напряжённость можно получить, если поместить колбу в резонатор с одной прозрачной для света стенкой. Тогда, поскольку $E_0 \sim \sqrt{100P(\text{Вт})Q}$, то при $Q = 100$ мощность СВЧ-генератора должна быть ~ 10 Вт. На самом деле эффективная напряжённость переменного поля E_{eff} меньше E_0 и поэтому для возбуждения разряда должно выполняться условие

$$E_{\text{eff}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{v_c}{\sqrt{\omega^2 + v_c^2}} > E_{\text{min}}, \quad (6.7)$$

где v_c – частота столкновений. Поэтому для возбуждения плазмы необходимо использовать генератор с мощностью 100 Вт.

Начинающийся в атмосфере аргона разряд приводит к повышению температуры на стенках колбы и последующему образованию сначала газовой серы, а затем плазмы (рис. 6.10). После этого аргоновое свечение заменяется на свечение полиморфной серы, спектральные характеристики которой близки к спектральным характеристикам Солнца (рис. 6.11). Давление серы в газообразном состоянии определяется количеством серы в колбе. Обычно достаточно иметь серы $\sim 2 + 5$ мг на см^3 объёма колбы.

Для поддержания разряда в плазме требуется существенно меньшая напряжённость поля. Эта напряжённость E_d и электрон-

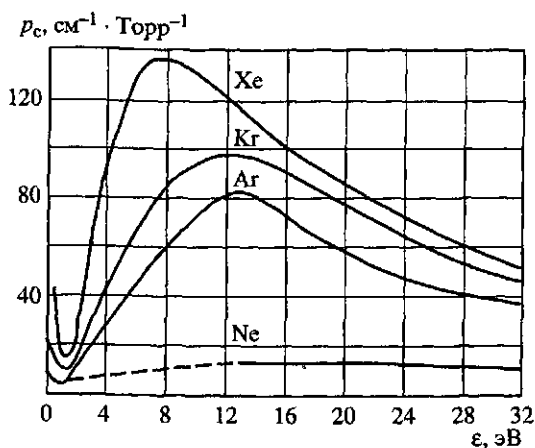


Рис. 6.8. Вероятности столкновений электронов с атомами инертных газов

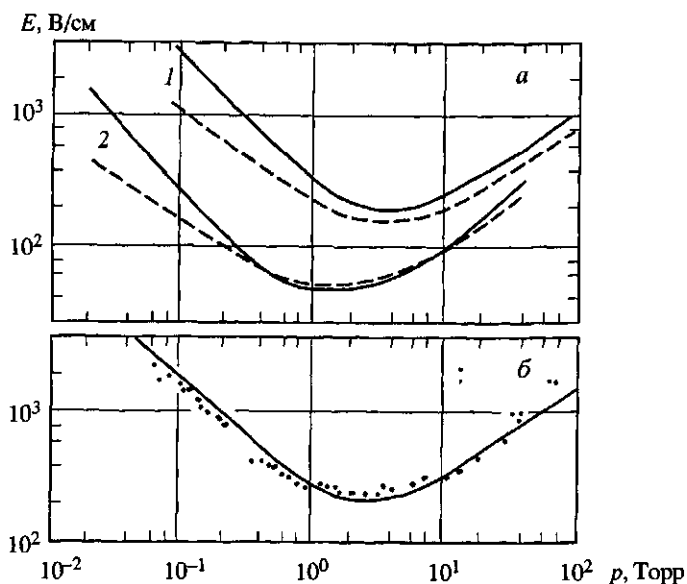


Рис. 6.9. Пороги СВЧ-пробоя:

а) для аргона, 1 - $f = 2,8$ ГГц и $\Lambda = 0,15$ см, 2 - $f = 0,99$ ГГц и $\Lambda = 0,63$ см;
 б) для ксенона, $f = 2,8$ ГГц и $\Lambda = 0,10$ см; сплошные кривые - расчёт, штриховые кривые и пунктир - эксперимент

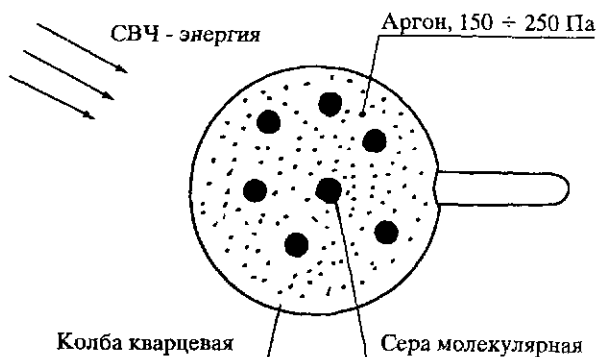


Рис. 6.10. Безэлектродный СВЧ-источник света

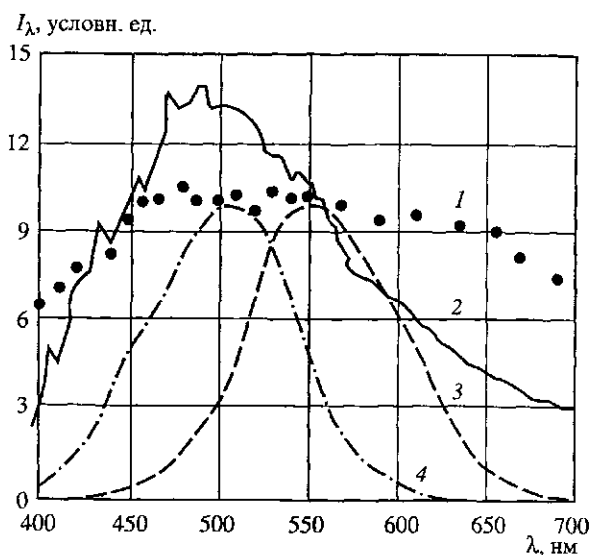


Рис. 6.11. Спектральные характеристики: солнечного света (1), и серного СВЧ-источника света (2), глаза при дневном зрении (3), глаза при ночном зрении (4)

ная температура плазмы связаны между собой соотношениями [134]

$$\sqrt{\frac{k_B T_e}{I}} \cdot e^{\frac{I}{k_B T_e}} = \text{const}(pR)^2 = 1,27 \cdot 10^7 c_T^2 (pR)^2, \quad (6.8)$$

$$E_d = \frac{m}{e} \sqrt{\frac{3k_B T_e}{M} \cdot (\omega^2 + v_c^2)}, \quad (6.9)$$

где I – потенциал ионизации, R – радиус канала, в котором идёт

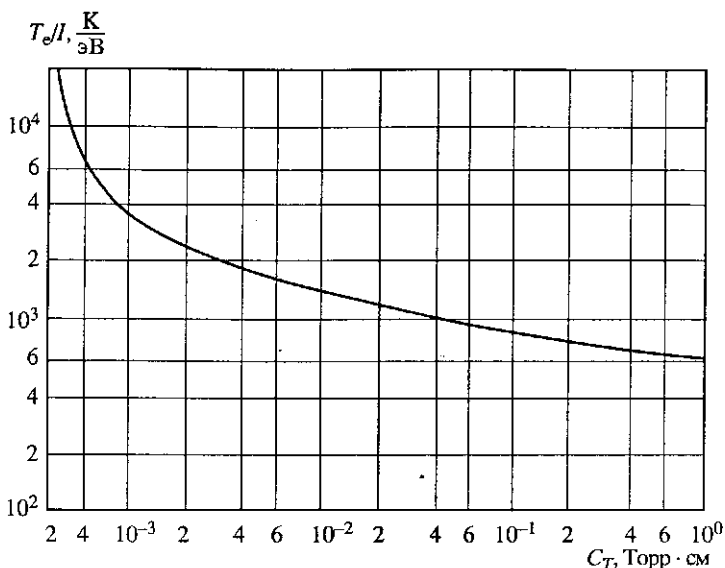


Рис. 6.12. Универсальная кривая для вычисления T_e в положительном столбе в зависимости от c_T

разряд, M – атомарная масса газа. Постоянная c_T зависит от газа и, например, для аргона $c_T = 4 \cdot 10^{-2}$. Зависимость между электронной температурой и c_T , p , R изображена на рис. 6.12. Как видно из этого рисунка, при $p \sim 1 \div 5$ Торр и радиусе $R \sim 1$ см электронная температура $T_e \approx 2 \cdot 10^3 I$, т.е. для Ar равна примерно $3 \cdot 10^4$ К и уменьшается с увеличением давления. Подставляя это значение для T_e в выражение для E_d , нетрудно определить, что на начальной стадии (когда $v_e \ll \omega$)

$$E_d = \frac{m\omega}{e} \sqrt{\frac{3k_B T_e}{M}} = \frac{2\pi m c^2}{e\lambda} \cdot \sqrt{\frac{3k_B T_e}{M c^2}}, \quad (6.10)$$

и для молекулярной серы ($M c^2 = 50$ ГэВ) $E_d \sim 0,4$ В/см.

Эта величина увеличивается до $(1,0 \div 2,0)$ В/см с увеличением v_e (когда $v_e \gg \omega$), однако это увеличение незначительно, поскольку с увеличением v_e уменьшается T_e . Строго говоря, формула (6.9) справедлива для упругих столкновений. Если существенную роль играют неупругие столкновения, то для поддержания разряда значение E_d необходимо увеличить примерно на порядок.

Наконец рассмотрим вопрос об устойчивости образовавшейся плазмы. Этот вопрос приобретает особое значение в связи с непрерывным характером работы таких плазменных систем, к

которым можно отнести СВЧ-источник света. Возникающие в плазме неустойчивости могут приводить к быстрому движению части плазмы к поверхности колбы, вызывая её перегрев и последующее разрушение. Особую опасность представляют параметрические неустойчивости, появляющиеся при равенстве частот генератора и разонатора: $\omega_r \approx \omega_p$. Даже при сравнительно малой напряжённости ВЧ-поля в этом случае в системе могут развиваться неустойчивости. Определим ту пороговую напряжённость СВЧ-поля, выше которой в системе развиваются неустойчивости.

Известно [144], что при частотах генератора, меньших электронной плазменной частоты, в системе может развиваться аperiodическая неустойчивость. Для её возникновения необходимо, чтобы выполнялось неравенство (отрицательная расстройка)

$$\Delta\omega_r < 0,$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\omega_r &= \omega_r - (\omega_{p,e}^2 + \omega_{p,i}^2 + 3k^2 r_{Д,e}^2 \omega_{p,e}^2)^{1/2} \approx \\ &\approx \omega_r - \omega_{p,e} \left(1 + \frac{\omega_{p,i}^2}{2\omega_{p,e}^2} + \frac{3}{2} k^2 r_{Д,e}^2 \right). \end{aligned} \quad (6.11)$$

Граница аperiodической устойчивости определяется из выражения

$$\frac{(k\bar{r}_e)^2_{rp}}{k^2 \cdot (r_{Д,e}^2 + r_{Д,i}^2)} = \frac{(k\bar{E}_0)^2_{rp}}{4\pi k^2 k_B n (T_e + T_i)} = 4 \cdot \frac{(\Delta\omega_r)^2 + \tilde{\gamma}^2}{\omega_{p,e} |\Delta\omega_r|}, \quad (6.12)$$

где $r_{Д,e(i)} = \sqrt{\frac{k_B T_e(T_i)}{4\pi n e^2}}$ – дебаевский радиус электрона (или иона),

$\bar{r}_e = \frac{e \bar{E}_0}{m_e \omega_r^2}$ – амплитуда колебаний электронов в СВЧ-поле,

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\omega_{p,e}}{k^3 r_{Д,e}^3} \cdot e^{-\frac{\omega_r^2}{2k^2 v_{Te}^2}} + \frac{1}{2} v_{e,i}, \quad (6.13)$$

$v_{e,i}$ – частота электронно-ионных столкновений.

В случае положительной расстройки ($\Delta\omega_r > 0$) можно получить аналогичные отношения. В области длинных волн

$$k_{пор}^2 r_{Д,e}^2 = \frac{v_{e,i} + 2(\omega_r - \omega_{p,e})}{3\omega_{p,e}} \quad (6.14)$$

И

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi(n_e k_B T_e + n_i k_B T_i)} \cong \frac{r_{E,\text{пор}}^2}{r_{Д,е}^2 + r_{Д,і}^2} = 4 \cdot \frac{v_{e,і}}{\omega_{p,e}}, \quad (6.15)$$

а в области коротких длин волн

$$k_{\text{пор}}^2 r_{Д,е}^2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{(\omega_r - \omega_{p,e})}{\omega_{p,e}} \quad (6.16)$$

И

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi(n_e k_B T_e + n_i k_B T_i)} \cong \frac{r_{E,\text{пор}}^2}{r_{Д,е}^2 + r_{Д,і}^2} = \frac{\pi}{12} \cdot e \frac{\frac{\omega_r^2}{2k_{\text{пор}}^2 v_{т,е}^2}}{k_{\text{пор}}^{10} r_{Д,е}^{10}}. \quad (6.17)$$

Как следует из этих формул, пороговая напряжённость электрического поля экспоненциально растёт с увеличением расстройки $\Delta\omega_r$.

Таковы главные результаты для случая положительной расстройки. Возвращаясь к случаю отрицательной расстройки, можно показать, что если $\omega_{p,e} - \omega_r < \frac{1}{2} v_{e,і}$, то для пороговой напряжённости применимы формулы (6.14) (6.15).

При дальнейшем уменьшении ω_r пороговая напряжённость растёт пропорционально корню квадратному не из $\frac{v_{e,і}}{\omega_{p,e}}$, как следует из (6.15), а из расстройки, т.е.

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi(n_e k_B T_e + n_i k_B T_i)} = 4 \cdot \frac{(\omega_{p,e} - \omega_r)}{\omega_{p,e}}, \quad (6.18)$$

$$E_{\text{пор}} = 4 \sqrt{\pi(n_e k_B T_e + n_i k_B T_i) \cdot \frac{(\omega_{p,e} - \omega_r)}{\omega_{p,e}}}. \quad (6.19)$$

Для интересующих нас параметров $\omega_{p,e} - \omega_r < v_{e,і}$ и поэтому

$$E_{\text{пор}} = 4 \sqrt{\pi(n_e k_B T_e + n_i k_B T_i) \frac{v_{e,і}}{\omega_{p,e}}}. \quad (6.20)$$

Из последней формулы следует, что если $n_e = n_i$ и $T_e \gg T_i$, то при $n_e = 10^{10} \text{ 1/см}^3$ $E_{\text{пор}} = 50 \text{ В/см}$ при $T_e = 10^3 \text{ К}$ и $E_{\text{пор}} = 150 \text{ В/см}$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$.

6.2. Выбор оптимальных конструктивных решений для СВЧ-источника света

В предыдущем разделе настоящей главы были сделаны нижние оценки напряжённости электрического поля, необходимой для поджига разряда в ампуле с газовой смесью Ar-S. Для разработчиков опытных образцов СВЧ-источников видимого света желательно иметь верхнюю оценку поджигающего напряжения, гарантирующую включение лампы. Такая оценка может быть сделана следующим образом.

Длина свободного пробега электрона в газе определяется соотношением [38]

$$\lambda_e = \frac{5,6hT}{p\pi D^2 \sqrt{2}}, \quad (6.21)$$

где $D = 3,67 \cdot 10^{-10}$ м – диаметр молекулы аргона. При давлении $p = 1$ мм рт.ст. = 133 Па длина пробега $\lambda_e = 0,284$ мм. Напряжённость электрического поля, обеспечивающую перемещение покоящегося электрона на λ_e за время $t = T/2$, можно определить

из решения уравнения динамики $m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE_0 \sin(\omega t)$:

$$x = \frac{\pi e E_0}{m \omega^2}. \quad (6.22)$$

Очевидно, что на пути $x = \lambda_e$ электрон должен пройти разность потенциалов $U_{Ar} = \lambda_e \cdot E_{eff}$, где $U_{Ar} = 15,7$ В – напряжение ионизации аргона, а $E_{eff} = E_0 / \sqrt{2}$. Тогда (6.22) переходит в

$$E_0 = 2f \sqrt{\pi \sqrt{2} \frac{m}{e} U_{Ar}}. \quad (6.23)$$

и для $f = 2450$ МГц $E_0 = 0,975$ кВ/см.

При разработке опытных образцов СВЧ-ламп в МИФИ рабочие камеры рассчитывались на начальное напряжение $E_0 \approx 1$ кВ/см и все испытанные экземпляры чётко поджигались в течение времени < 1 с. При экспериментальном исследовании опытных образцов СВЧ-ламп было показано, что 75% введённой в рабочую камеру мощности передавалось образованной плазме. Эти данные позволяют оценить концентрацию плазмы в ампуле, если считать, что одному электрону передается СВЧ-мощность

$P_e = \frac{eU_{Ar}}{T/2} = 2,52 \cdot 10^{-18}$ [Дж]/ $0,204 \cdot 10^{-9}$ [с] = $12,4 \cdot 10^{-9}$ Вт. При

вводимой в рабочую камеру мощности $P = 0,75 P_0$ ($P_0 \approx 600$ Вт для магнетрона М105-1) концентрация свободных электронов $n_e = P/P_e \approx 3,6 \cdot 10^{10}$, что полностью совпадает с теоретическими предпосылками раздела 6.1.

Представляет интерес рассмотреть основные технико-экономические проблемы, возникающие при создании СВЧ-источников света. Один из важнейших вопросов – выбор типа рабочей камеры лампы: камера на бегущей волне или резонаторная камера. Очевидно, что для дешёвых СВЧ-ламп следует выбрать рабочую камеру, обеспечивающую поджиг разряда при минимальной вводимой СВЧ-мощности. Отношение максимальной напряжённости электрического поля бегущей волны в прямоугольном волноводе сечением $a \times b$ и в образованном из него резонаторе длиной $\lambda_w/2$ определяется при равной мощности питания в виде

$$\frac{E_{0\text{бег}}}{E_{0\text{рез}}} = \left\{ \frac{2Q_n}{\pi} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right] \right\}^{-1/2}, \quad (6.24)$$

и для $Q_n = 5 \cdot 10^3$, $\lambda = 0,1224$ м, $a = 90$ мм составляет $\frac{E_{0\text{бег}}}{E_{0\text{рез}}} = 0,024$.

Таким образом, энергетическая эффективность резонаторной рабочей камеры существенно выше эффективности камеры на бегущей волне и её следует использовать для СВЧ-ламп широкого применения.

При использовании резонаторной рабочей камеры возникает проблема обеспечения устойчивой работы питающего магнетрона на нагрузку с переменным входным сопротивлением, так как при поджиге и горении разряда изменяются собственная добротность камеры, её коэффициент связи с СВЧ-трактом и резонансная частота. Решение этой проблемы будет подробно описано в разделе 6.4, где предложено использование системы стабилизации частоты питающего генератора самой резонаторной нагрузкой, хорошо зарекомендовавшей себя в ускорительной технике. Технические проблемы, связанные с нагреванием ампулы при горении СВЧ-лампы и эффективным световыводом из рабочей камеры, являются общими для резонаторных устройств и устройств на бегущей волне.

На рис. 6.13 приведён чертёж сферической ампулы из кварцевого стекла, заполненной газовой смесью Ar-S. Для оценки энергии, переданной электронами ампуле при наличии нормальных к её стенке компонент электрического поля, разумно положить, что электроны поверхностного слоя толщиной $\lambda_e/2$

сталкиваются с оболочкой. Тогда энергия, переданная оболочке, определяется как

$$\frac{P_{об}}{P} \cong 1 - \left(\frac{R_0 - \lambda_e / 2}{R_0} \right)^3, \quad (6.24)$$

и принимая в (6.24) $\lambda_e / 2 = 0,142$ мм, $2R_0 = 20$ мм, $P = 0,75P_0 = 450$ Вт, получаем $P_{об} = 0,042P = 18,9$ Вт. При конвективном охлаждении колбы окружающим воздухом её температура достигает

$$T \cong T_0 + \frac{P}{\alpha_T \cdot 4\pi R_0^2}. \quad (6.25)$$

Если конвекция свободная, то $\alpha_T \leq 20$ Вт/(м² · град), и из (6.25) получается $T \geq 770$ °С, что близко к температуре размягчения кварцевого стекла и может привести к схлопыванию колбы. Следовательно, для эффективного охлаждения колбы следует использовать вынужденную конвекцию, что усложняет конструкцию СВЧ-лампы и снижает её КПД «от розетки».

Из вышеизложенного следует, что источник света на основе использования СВЧ-разрядов должен содержать следующие три части: колбу, наполненную смесью аргона и серы, световывод и СВЧ-генератор на мощность от нескольких сотен ватт до нескольких киловатт. Мы уже подробно рассмотрели всё, что относилось к колбе. Что касается световыводов, то специально для таких источников света были разработаны и созданы световоды с призматическим внутренним покрытием, обладающим сравнительно малым коэффициентом рассеяния, что позволяет транспортировать свет с помощью таких систем на расстояния в несколько десятков метров [201].

Рассмотрим физико-технические проблемы, возникающие при конструировании малогабаритных СВЧ-ламп для массового использования в народном хозяйстве и быту. Некоторые из указанных проблем были изучены при экспериментальном исследовании первых СВЧ-ламп, созданных Fusion Lighting INC [184, 185]. Функциональная схема лампы приведена на рис. 6.14.

Рабочая камера 1 выполнена в виде объёмного резонатора с колебаниями H_{1p} , имеющего радиальную компоненту электрического поля, на частоте 2,45 ГГц. Она питается двумя магнетронами мощностью 1,7 кВт каждый через волноводы 3. На оси резонатора расположена сферическая кварцевая колба 4 с Ar-S газовой смесью диаметром 28 мм. Принудительное охлаждение колбы осуществляется потоком воздуха, давление которого в

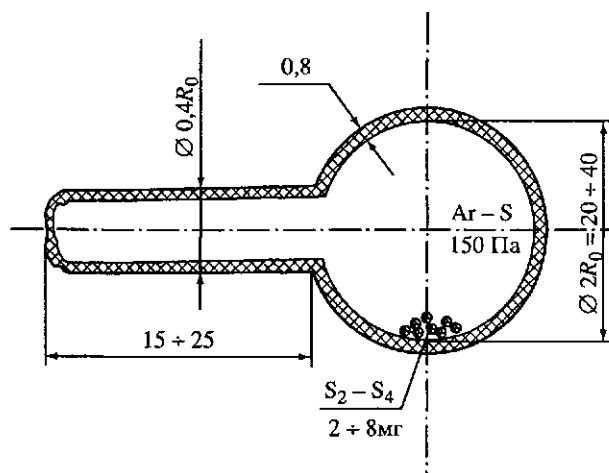


Рис. 6.13. Сферическая кварцевая колба с $Ar-S$ газовой смесью

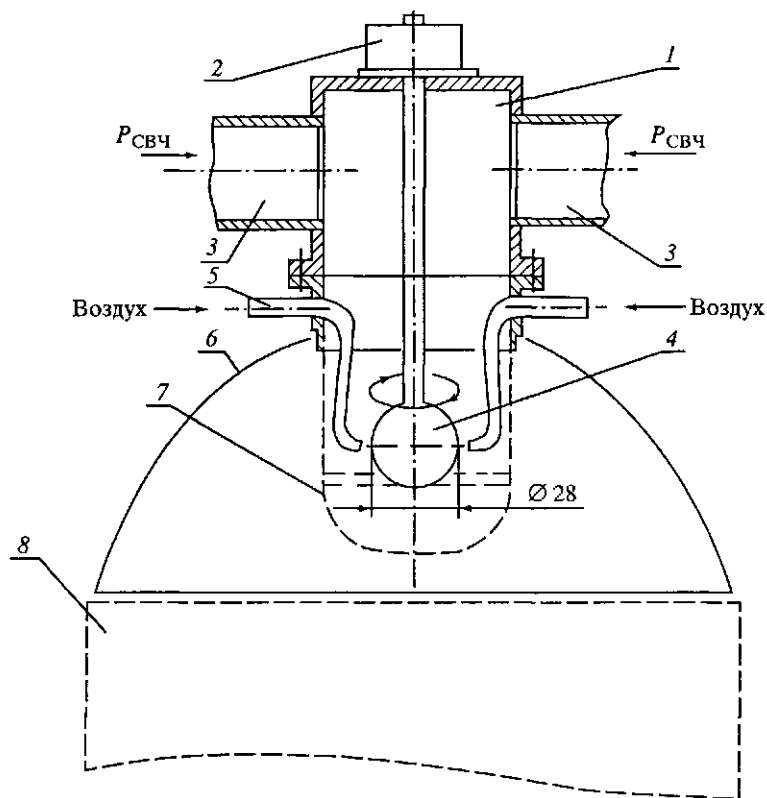


Рис. 6.14. Схема СВЧ-лампы фирмы Fusion Lighting

трубчатых каналах 5 составляет $\sim 0,35$ атм, причём быстрое вращение колбы электродвигателем 2 существенно увеличивает эффективность системы охлаждения. Световое излучение плазмы, образованной в колбе при горении СВЧ-разряда, выходит через сетчатую поверхность 7 нижней части корпуса резонатора, запредельную для СВЧ-излучения. Рефлектор 6 служит для концентрации светового потока из колбы преимущественно в одном направлении. Раскрыв рефлектора может быть совмещён со световодом 8 соответствующего диаметра для равномерного освещения больших помещений.

Энергетический баланс СВЧ-лампы по рис. 6.14 был определён экспериментально [201], и он, если суммарную мощность, потребляемую устройством «от розетки», принять за 100 процентов, включает: мощность систем охлаждения магнетрона и колбы 8%, мощность потерь в системе питания и управления магнетроном 8%, потери в магнетроне 25%. Оставшиеся 59% входной мощности преобразуются в энергию СВЧ-колебаний мощностью $P_{\text{СВЧ}} = 1700 \div 1750$ Вт. Дальнейший энергетический баланс состоит из 20% потерь на нагревание охлаждаемой колбы, 7% потерь в корпусе и сетчатом экране рабочей камеры, а также 7% потерь на генерацию колбой ультрафиолетового и инфракрасного излучений. Таким образом, 25% мощности питания лампы «от розетки» преобразуются в видимый свет. При мощности СВЧ-питания ≈ 3400 Вт эффективность преобразования СВЧ-мощности в видимый свет составляла, согласно измерениям, 120 лм/Вт, что соответствует ~ 70 лм/Вт «от розетки».

Анализ энергетического баланса свидетельствует, что потери мощности на нагревание стенок колбы и работу системы её охлаждения весьма значительны. Тем не менее колба работает в рассматриваемой лампе при температуре стенок от 800 до 900 °С, что достаточно близко к пределу её размягчения. Таким образом, одна из важнейших физико-технических задач, которую следует решать при конструировании СВЧ-ламп, состоит в существенном облегчении напряжённого теплового режима стенок кварцевой колбы.

Существенны также потери световой энергии в сетчатом световыводе из рабочей камеры, и их желательно снизить примерно в два раза при сохранении экологической безопасности лампы по СВЧ-излучению. Следовательно, улучшение энергетических характеристик световывода также является актуальной задачей.

В работах Fusion Lighting INC не рассмотрены также проблемы, связанные с устойчивой, эффективной работой маг-

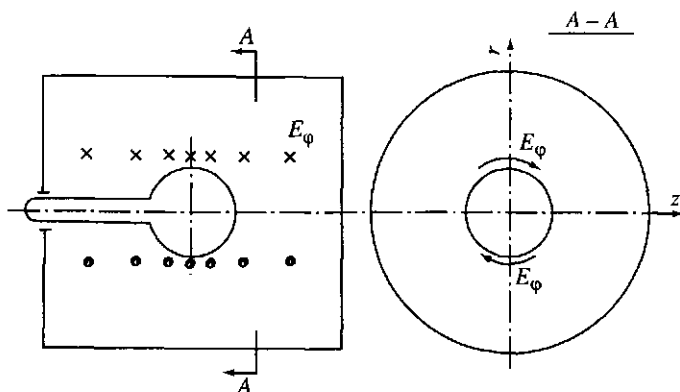


Рис. 6.15. Цилиндрический резонатор с аксиально-симметричным электрическим полем

нетрона на высокочастотную резонаторную нагрузку с изменяющимся входным сопротивлением. Однако решение этой задачи представляет значительный интерес при создании СВЧ-ламп массового использования с питанием от дешёвых магнетронов, не стабилизированных по частоте автоколебаний.

Экспериментальные исследования первых СВЧ-ламп подтверждают желательность использования в рабочих камерах полей с минимально возможной напряжённостью электрического поля, нормального стенкам колбы, для снижения энергозатрат на охлаждение. Решению этой задачи нами было уделено большое внимание.

В работах [53, 57] авторами предложено использование резонаторных рабочих камер с аксиально-симметричным видом колебаний типа H_{01p} , в которых единственная составляющая электрического поля E_ϕ , как показано на рис. 6.15, касательна поверхности корпуса сферической или цилиндрической ампулы. При этом вероятность столкновения электронов со стенкой ампулы зависит от погрешности расположения центра ампулы относительно оси резонатора и шероховатости поверхности корпуса ампулы. Экспериментальные исследования СВЧ-ламп [57, 83] показали, что в практических аксиально-симметричных конструкциях передача СВЧ-энергии корпусу может быть снижена, по сравнению с облучением прямым E_0 -полем (см. рис. 6.13) по крайней мере в 5 раз. При этом работа СВЧ-ламп при вводимой в резонатор мощности ~ 600 Вт в худшем случае сопровождалась нагревом колбы до еле видимого тёмно-красного свечения при охлаждении свободной конвекцией воздуха. Соответствующая температура колбы не превышала

570 К и была недостаточна для её размягчения. Расчёт характеристик резонаторов с аксиально-симметричным электрическим полем, перспективных для внедрения в качестве рабочих камер СВЧ-ламп, подробно рассмотрен в разделах 6.3, 6.4.

Эффективный световывод из рабочих камер СВЧ-ламп может быть осуществлён с помощью световодов или путём выполнения корпусов камер на основе сеток, практически прозрачных для видимого света и непрозрачных для электромагнитных волн с частотой 2+3 ГГц. Нами детально исследовался второй способ световывода, обеспечивающий излучение света и приемлемый в конструкциях СВЧ-ламп бытового назначения уровень экологической безопасности. Существенный интерес представляет также выполнение рабочих камер СВЧ-ламп в виде оптически прозрачных резонаторов с пренебрежимо малым излучением СВЧ-мощности в свободное пространство. Такие системы могут быть реализованы на основе диэлектрического, двухпроводного или полоскового волноводов. Диэлектрические резонаторы, возбуждаемые на аксиально-симметричном типе колебаний H_{01p} , одновременно решают как проблему эффективного световывода, так и проблему охлаждения колбы с Ar-S газовой смесью.

Теоретические и экспериментальные исследования диэлектрических рабочих камер подробно рассмотрены в разделе 6.4.

6.3. Наиболее перспективные резонаторные системы для СВЧ-источников света

Выше было показано, что одной из серьёзных проблем для СВЧ-источников света является необходимость охлаждения колбы, содержащей смесь аргона и серы. Это является следствием движения электронов в сторону поверхности колбы под действием СВЧ-полей, содержащих радиальную компоненту электрического поля. С этой точки зрения представляет интерес рассмотреть такие СВЧ-резонаторы, в которых проблема охлаждения не была бы столь серьёзной и, используя которые, можно было бы в принципе исключить такие нежелательные факторы как обдув и вращение колбы с аргоно-сернистой смесью. По-видимому, этого можно достичь, если использовать резонаторные камеры с аксиально-симметричным полем. Рассмотрим это для случая симметричных цилиндрических и сферических резонаторов.

Цилиндрический резонатор с колебаниями типа E_{010} обладает аксиально-симметричным электромагнитным полем, однако, как видно из рис. 6.16 слева, торцы цилиндрической ампулы, соосной

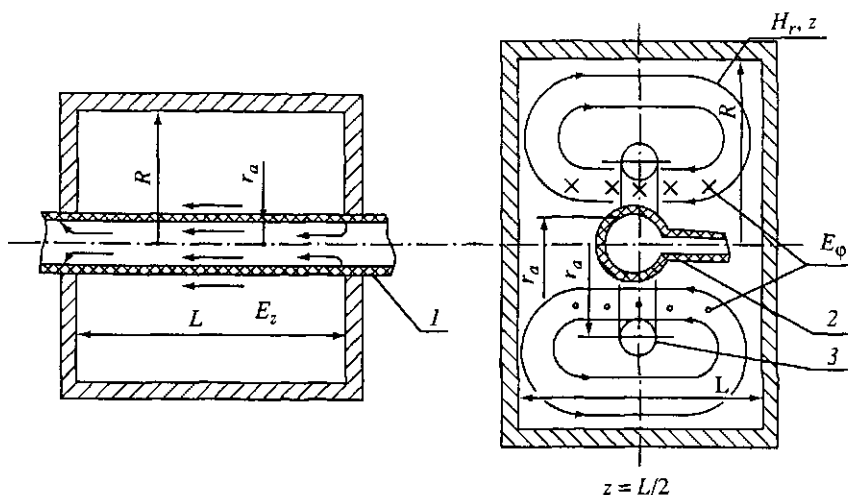


Рис. 6.16. Расположение ампул в резонаторных рабочих камерах: слева – с колебаниями E_{010} , справа – с колебаниями H_{011}

корпусу резонатора, подвергаются бомбардировке электронами, и проблема принудительного воздушного охлаждения СВЧ-лампы здесь не снимается. Следует отметить, что собственная частота E_{010} -резонатора не зависит от его объема и он, по сравнению с резонаторами других типов, имеет наибольшую энергетическую эффективность поджига и горения разряда в светоизлучающей ампуле. Поэтому первые эксперименты с СВЧ-лампами выполнены авторами на резонаторах этого типа.

Для определения максимальной напряженности E_0 электрического поля на оси E_{010} -резонатора обычно используется параметр

$$\xi_{\omega} = \frac{E_0}{\sqrt{PQ}} = \frac{2}{v_{01} J_1(v_{01})} \sqrt{\frac{Z_0}{\lambda_0 L}} = \frac{31,1 [OM^{1/2}]}{\sqrt{\lambda_0 L}}, \quad (6.26)$$

где собственная добротность

$$Q = K_{\kappa} \cdot \frac{\lambda_0}{\delta} \cdot \frac{v_{01}}{2\pi(1 + R/L)} = 0,383 K_{\kappa} \cdot \frac{\sqrt{\pi \sigma Z_0 \lambda_0}}{1 + R/L}, \quad (6.27)$$

а резонансная длина волны связана с радиусом корпуса как $\lambda_0 = 2,612R$. Для практических расчетов выражения (6.26) и

(6.27) целесообразно объединить в виде $\frac{E_0 \lambda_0^{3/4}}{\sqrt{P}} = 31,1 [OM^{1/2}] \times$

$\times \sqrt{\frac{K_k \sqrt{\pi \sigma Z_0}}{1 + L/R}}$, где K_k – коэффициент технологического качества изготовления резонатора.

Из последнего выражения получается, что E_0 максимально, если длина резонатора $L \rightarrow 0$, и достигает при $K_k = 0,5$, $\lambda_0 = 0,1224$ м и $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ 1/(Ом · м) для меди величины $E_0 = 5,44 \cdot 10^4 \sqrt{P}$ [Ом^{1/2}/м]. Тогда напряжённость $E_0 \leq 1$ кВ/см, гарантирующая поджиг разряда в ампуле, достигается при вводимой в резонатор мощности $P \approx 4$ Вт. Реальные конструкции рабочих камер на основе резонатора с колебаниями E_{010} имеют длину $L \cong 2R = 9,4$ см, для них $E_0 = 2,9 \cdot 10^4 \sqrt{P}$ [Ом^{1/2}/м] и $E_0 = 1$ кВ/см достигается при $P = 12$ Вт. В экспериментальных работах по СВЧ-лампам, проводимых в МИФИ, вводимая мощность составляла: $P = 400$ Вт и напряжённость электрического поля на оси камеры достигала $E_0 = 4,5$ кВ/см ($K_k = 0,25$). При этом горение СВЧ-лампы в течение времени ≥ 1 мин было невозможно из-за схлопывания ампулы в торцах. Полученные результаты подтвердили перспективность использования рабочих камер в виде цилиндрического и сферического резонаторов с колебаниями H_{011} и H_{101} соответственно.

Конфигурация рабочей камеры СВЧ-лампы на основе цилиндрического резонатора с колебаниями H_{011} , имеющего лишь три составляющие электромагнитного поля E_ϕ , H_z и H_r , приведена на рис. 6.16 справа. Основные электродинамические характеристики H_{011} -резонаторов запишутся в виде [83]

а) относительная резонансная длина волны

$$\frac{R}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{R}{L}\right)^2 + \left(\frac{\mu_{01}}{\pi}\right)^2} = \frac{1}{2} \sqrt{1,4878 + \left(\frac{R}{L}\right)^2}, \quad (6.28)$$

б) добротность

$$Q = \frac{4\pi Z_0 K_k}{\lambda_0^3 R_s \left[\left(\frac{\mu_{01}}{\pi}\right)^2 \frac{1}{R^3} + \frac{2}{L^3} \right]} = K_k \cdot \frac{3,51 \cdot 10^5 (R/\lambda_0)^3}{1,49 + 2(R/L)^3}, \quad (6.29)$$

в) параметр напряжённости электрического поля

$$\xi_s = \frac{E_\phi}{\sqrt{PQ}} = \sqrt{\frac{2\lambda_0 Z_0}{L}} \cdot \frac{J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)}{\pi R J_0(\mu_{01})} \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right) \quad (6.30a)$$

Таблица 6.1

Геометрические размеры и собственная добротность цилиндрического резонатора с колебаниями H_{011}

R/L	R/λ_0	R , мм при $\lambda_0 = 122,36$ мм	L , мм	Q/K_c для $R_s = 0,013$ Ом
1	0,7886	96,50	96,5	$4,93 \cdot 10^4$
0,9	0,7579	92,74	103,1	$5,19 \cdot 10^4$
0,8	0,7293	89,24	111,6	$5,42 \cdot 10^4$
0,7	0,7032	86,04	122,9	$5,61 \cdot 10^4$
0,6	0,6797	83,17	138,6	$5,73 \cdot 10^4$
0,5	0,6591	80,64	161,3	$5,77 \cdot 10^4$

Таблица 6.2

**Значение параметра напряжённости электрического поля $\frac{\lambda_0 E_\varphi}{\sqrt{PQ}}$ [Ом^{1/2}]
при $z = L/2$ (формула 6.306)**

r/R	R/L					
	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5
0,05	2,96	2,98	2,97	2,94	2,86	2,74
0,10	5,83	5,87	5,86	5,79	5,64	5,39
0,15	8,54	8,60	8,59	8,49	8,27	7,91
0,20	11,01	11,09	11,08	10,95	10,66	10,20
0,30	15,02	15,13	15,11	14,93	14,54	13,91
0,40	17,42	17,54	17,52	17,32	16,87	16,13
0,48	18,03	18,16	18,13	17,92	17,45	16,69
0,50	17,99	18,11	18,09	17,88	17,41	16,65

или для $z = L/2$

$$\lambda_0 \xi_{zs} = \frac{\lambda_0 E_\varphi}{\sqrt{PQ}} = 61,4 [\text{Ом}^{1/2}] \cdot \frac{\sqrt{R/L} \cdot J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)}{\left[(R/L)^2 + 1,488\right]^{3/4}}. \quad (6.306)$$

В формулах (6.28) ÷ (6.30) $\mu_{01} = 3,832$, а (6.29) записана в расчётном виде для медного корпуса с $R_s = 1/(\sigma\delta) = 2,61 \cdot 10^{-7} [\text{Ом} \cdot \text{с}^{1/2}] \sqrt{f} = 0,013 \text{ Ом}$ на частоте 2,45 ГГц.

Для выполнения практических расчётов по соотношениям (6.28), (6.29) и (6.306) удобно пользоваться таблицами 6.1 и 6.2.

Анализ данных последней таблицы показывает, что параметр напряжённости электрического поля $\frac{\lambda_0 E_\varphi}{\sqrt{PQ}} [\text{Ом}^{1/2}]$ имеет

положительный максимум $R/L \approx 0,9$, а напряжённость E_ϕ максимальна при $r/R = 0,48$. Из этого следует, что при конструировании рабочих камер СВЧ-ламп на основе H_{011} -колебаний цилиндрических резонаторов имеется достаточно широкое поле выбора геометрических размеров R и L , оптимальных для принятой технологии изготовления. Очевидна также перспективность использования в таких камерах тороидальных ампул со смесью Ar-S , имеющих $r_a = 0,48R$ (см. рис. 6.16).

При выполнении опытно-конструкторских и экспериментальных работ авторами был выбран вариант рабочей камеры с $R/L = 0,7$ и $R = 86,04$ мм. Собственная добротность такого резонатора, выполненного из медного листа $t = 0,5$ мм методом пайки припоем ПОС-40, получилась, без шлифовки стенок корпуса, равной $Q = 1,6 \cdot 10^4 \pm 800$. При мощности питания $P = 500$ Вт напряжённость электрического поля при $z = L/2$ и $r = 0,1$ $R = 8,6$ мм составляла, согласно табл. 6.2, $E_\phi = 1,34$ кВ/см, что обеспечивало гарантированный поджиг разряда в сферических и тороидальных ампулах.

Рабочая камера на основе сферического резонатора с колебаниями H_{101} также перспективна для СВЧ-ламп, будучи энергетически эффективной и обеспечивая работу лампы без принудительного охлаждения колбы [57]. Топография электромагнитного поля резонатора показана на рис. 6.17, и она имеет лишь три составляющие:

$$\begin{cases} E_\phi = \frac{A \sin \theta}{\sqrt{r}} J_{3/2}(kr), \\ H_r = i \cdot \frac{2A \cos \theta}{Z_0 k r^{3/2}} J_{3/2}(kr), \\ H_\theta = -i \cdot \frac{A \sin \theta}{Z_0 k r^{3/2}} [kr J_{1/2}(kr) - J_{3/2}(kr)], \end{cases} \quad (6.31)$$

где $k = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число среды, заполняющей резонатор, а $J_{1/2}$ и $J_{3/2}$ – функции Бесселя с полуцелым индексом, рационально выражаемые через тригонометрические функции.

Резонансная длина волн колебаний H_{101} определяется вторым корнем уравнения $\text{tg}(2\pi/\lambda_0) = 2\pi/\lambda_0$: $\lambda_0 = 1,398R$. При $\lambda_0 = 12,24$ см $R = 87,6$ мм, что конструктивно приемлемо.

Собственная добротность H_{101} – сферического резонатора

$$Q = K_k \cdot \frac{\mu_{3/2}}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{Z_0 \sigma \lambda_0} = 1,267 K_k \sqrt{Z_0 \sigma \lambda_0},$$

где $\mu_{3/2} = 4,4934$ – второй корень уравнения $J_{3/2}(x) = 0$.

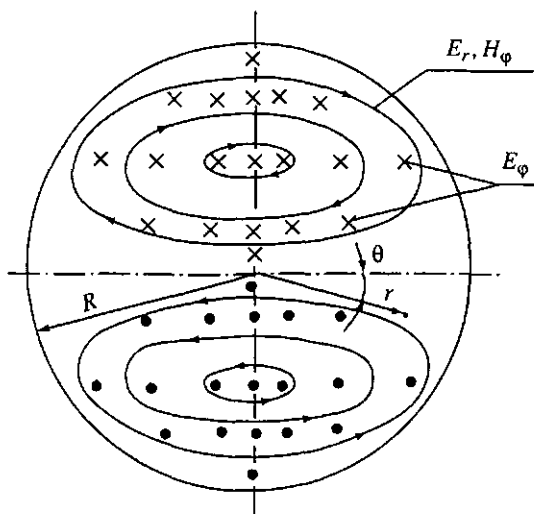


Рис. 6.17. Сферическая рабочая камера с колебаниями H_{101}

При высоком качестве изготовления медной оболочки и резонансной длине волны $\lambda_0 = 0,1224$ м достигается добротность $Q = 6,5 \cdot 10^4$.

Параметр напряжённости электрического поля определяется через запасённую энергию $W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_\phi^2(r, \theta) r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi$ как

$$\xi_s(r, \theta) = \frac{E_\phi(r, \theta)}{\sqrt{PQ}} = \sqrt{\frac{3Z_0\lambda_0}{r}} \cdot \frac{\sin \theta}{2\pi R J_{1/2}(\mu_{1/2})} \cdot J_{3/2}\left(\frac{\mu_{3/2}}{R} r\right), \quad (6.32)$$

и достигает максимального значения в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) при $r = 0,463R$. Для выполнения конструкторских расчётов формулу (6.32) целесообразно записать в виде

$$\xi_s(r, \pi/2) = \frac{E_\phi(r, \pi/2)}{\sqrt{PQ}} = 20,4 [\text{Ом}^{1/2}] (\lambda_0 r)^{-1/2} J_{3/2}\left(\frac{\mu_{3/2}}{R} r\right).$$

Последняя формула представлена в виде табл. 6.3, из которой видно, что при мощности питания 500 Вт сферический резонатор также гарантирует поджиг разряда как в сферической ампуле диаметром $2r_a = 20$ мм, так и в тороидальной ампуле радиусом $r_a \leq 78$ мм. Значение $Q = 1,6 \cdot 10^4$, использованное в табл. 6.3, было получено экспериментально на резонаторе,

Электрическое поле в экваториальной плоскости сферического резонатора при $\lambda_0 = 0,1224$ м ($R = 87,6$ мм)

r/R	$\lambda_0 \xi_{22}(\theta = \pi/2), \text{Ом}^{1/2}$	$E_{\phi}, \text{кВ/см},$ $P = 500 \text{ Вт},$ $Q = 1,6 \cdot 10^4$	r/R	$\lambda_0 \xi_{22}(\theta = \pi/2), \text{Ом}^{1/2}$	$E_{\phi}, \text{кВ/см},$ $P = 500 \text{ Вт},$ $Q = 1,6 \cdot 10^4$
0,111	8,6	1,99	0,463	17,82	4,12
0,2225	12,3	2,84	0,668	14,1	3,25
0,445	17,8	4,11	0,890	4,7	1,09

собранном из двух алюминиевых полусфер (Д16Т) с чистотой поверхности V7 методом затяжки восьми болтовых соединений, расположенных в плоскости экватора. Для такой конструкции ($\sigma = 3 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{см)}$) коэффициент технологического качества $K_k = 0,43$.

6.4. Проблемы вывода СВЧ-света и вопросы экологической безопасности

Как отмечалось выше, одной из важных проблем для СВЧ-источников света является проблема световывода из резонаторной рабочей камеры. Решение этой проблемы облегчается при использовании диэлектрических и параболических резонаторов.

Рабочие камеры СВЧ-ламп в виде диэлектрических резонаторов решают проблему эффективного вывода видимого света в окружающее пространство без каких-либо дополнительных устройств, сохраняя возможность работы без принудительного охлаждения ампулы. Конструкция диэлектрического резонатора показана на схеме рис. 6.18. Он выполнен из полуволнового отрезка круглого диэлектрического волновода, ограниченного металлическими кругами. Сферические ампулы со смесью Ag-S размещаются в центре резонатора, а тороидальные – соосно ему в плоскости $z = \lambda_w/4 = L/2$ либо внутри диэлектрика (среда 1), либо на его наружной поверхности, целиком в окружающей среде 2. В первых двух случаях резонатор выполняется из прозрачного диэлектрика (кварцевое стекло), а при наружном размещении ампулы пригодны керамические или пластмассовые диэлектрики.

Дисперсионное уравнение круглого диэлектрического волновода на колебаниях H_{01} выводится путём приравнивания тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на

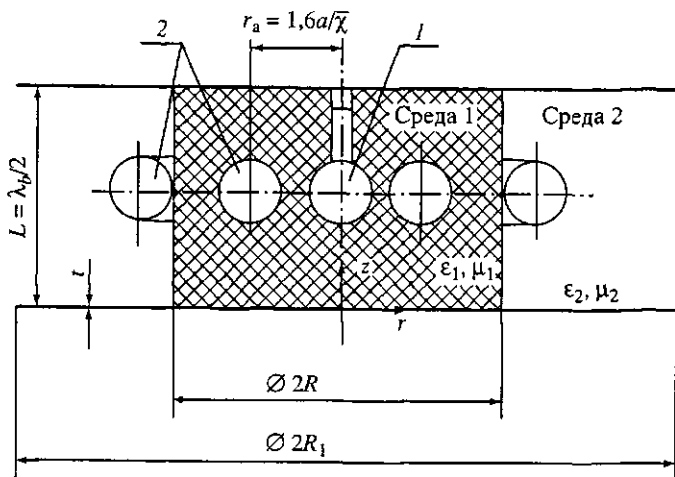


Рис. 6.18. Рабочая камера СВЧ-лампы на основе диэлектрического резонатора

границе раздела сред 1 и 2 при $r = a$. Окончательный результат получается в виде

$$\frac{J_1(\bar{\chi})}{J_0(\bar{\chi})} = -\frac{\bar{\chi}}{\bar{\xi}} \cdot \frac{K_1(\bar{\xi})}{K_0(\bar{\xi})}, \quad (6.33)$$

где $J_{0,1}$, $K_{0,1}$ – функции Бесселя и Макдональда соответствующих порядков, а нормированные поперечные волновые коэффициенты $\bar{\chi} = \chi R$ и $\bar{\xi} = \xi R$. В свою очередь $\chi^2 = k_1^2 - \beta^2$, $\xi^2 = \beta^2 - k_2^2$, где k_1 и k_2 – волновые числа сред 1 и 2, а β – коэффициент фазы волны.

Длина волны в волноводе определяется через фазовую скорость как

$$\lambda_n = \frac{v_{\Phi}}{f} = \frac{\lambda_0 F}{\sqrt{\bar{\chi}^2 + \varepsilon \bar{\xi}^2}}, \quad (6.34)$$

если $\mu = \mu_1/\mu_2 = 1$, а среда 2 – свободное пространство. В выражении (6.34) $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$, а нормированная частота $F = \frac{2\pi R}{\lambda_2} \sqrt{\mu \varepsilon - 1} = \sqrt{\bar{\chi}^2 + \bar{\xi}^2}$. Решение дисперсионного уравнения

(6.33) представлено в табл. 6.4. Там же приведены вычисленные по (6.34) радиус и длина волны λ_n на частоте 2,45 ГГц. Диэлектрические постоянные $\varepsilon = 2; 4; 10$ соответствуют фторопласту, кварцевым стеклам и керамике.

Таблица 6.4

**Численное решение дисперсионного уравнения (6.33)
и характеристики круглого диэлектрического волновода в точках решения**

$\bar{\xi}$	$\bar{\chi}$	F	$f = 2450 \text{ МГц}, \lambda_2 \equiv \lambda_0 = 0,1224 \text{ м}$					
			$R, \text{ мм при}$			$\lambda_n, \text{ мм при}$		
			$\epsilon = 2$	$\epsilon = 4$	$\epsilon = 10$	$\epsilon = 2$	$\epsilon = 4$	$\epsilon = 10$
4,20	3,1857	5,2715	102,7	59,29	34,23	95,73	71,82	47,27
4,10	3,1760	5,1862	101,0	58,33	33,68	96,02	72,19	47,55
4,00	3,1650	5,1007	99,36	57,37	33,12	96,32	72,57	47,88
3,76	3,1395	4,8986	95,42	55,09	31,81	97,10	73,58	48,75
3,50	3,1100	4,6821	91,21	52,66	30,40	98,04	74,82	44,85
3,00	3,0446	4,2743	83,26	48,07	27,75	100,18	77,76	52,5
2,50	2,9687	3,8810	75,60	43,65	25,20	102,90	81,69	56,25

Параметры напряжённости электрического и магнитного полей диэлектрического резонатора определяются по известным соотношениям

$$\xi_z = E_\varphi / \sqrt{QP} = E_\varphi / \sqrt{\omega_0 W_3}, \quad \xi_m = H_{r,z} / \sqrt{QP} = H_{r,z} / \sqrt{\omega_0 W_3},$$

$$W_3 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^L E_{\varphi 1}^2 r dr d\varphi dz + \frac{\epsilon_0}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^L E_{\varphi 2}^2 r dr d\varphi dz.$$

Вычисление последних интегралов даёт

$$W_3 = \frac{1}{4} \pi \epsilon_0 \epsilon_1 L R \frac{A^2}{\bar{\chi}^2} \times \left\{ 1 + \frac{J_1^2(\bar{\chi})}{J_0^2(\bar{\chi})} \cdot \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_1} \cdot \frac{\bar{\chi}^2}{\bar{\xi}^2} - 2 \frac{J_1(\bar{\chi})}{J_0(\bar{\chi})} \left[\frac{1}{\bar{\chi}} + \frac{\bar{\chi}}{\epsilon_1 \bar{\xi}^2} \right] \right\}. \quad (6.35)$$

Используя выражение для полей E_φ, H_r, H_z из [64], получаем для среды 1 ($r \leq R$)

$$\frac{E_\varphi(r, z)}{\sqrt{PQ}} = \frac{J_1\left(\bar{\chi} \frac{r}{R}\right) \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right)}{\pi |J_0(\bar{\chi})| R} \cdot \sqrt{\frac{2\lambda_0 Z_0}{\epsilon_1 L D}}, \quad (6.36)$$

где D – множитель выражения (6.35) в фигурных скобках.

Данные о параметре напряжённости электрического поля диэлектрических резонаторов с колебаниями H_{011} и конструктивными данными табл. 6.4 суммированы в табл. 6.5. Значения собственной добротности определены в этой таблице по известному соотношению $Q = 1/\text{tg } \delta$, так как не менее 90% запасённой энер-

Таблица 6.5

Напряжённость электрического поля диэлектрического резонатора
с колебаниями H_{011}^0 на частоте 2450 МГц

$\bar{\xi}$	$\epsilon_1 \frac{W_{31}}{W_{32}}$	$\frac{E_\phi(r=a)}{\sqrt{PQ}}, \frac{\text{Ом}^{1/2}}{\text{м}}$			$\frac{E_{\phi \max}}{\sqrt{PQ}}$	$\frac{E_\phi}{\sqrt{PQ}} \quad r = 20 \text{ мм}$
		$\epsilon_1 = 2$	$\epsilon_1 = 4$	$\epsilon_1 = 10$	$\epsilon_1 = 4$	$\epsilon_1 = 2$
4,20	13,4	53,3	76,0	103	166	59,0
4,10	12,8	54,7	78,0	106	167	60,4
4,00	12,1	56,2	80,1	109	169	61,8
3,76	10,8	59,9	85,3	115	174	65,5
3,50	9,4	64,3	91,4	124	179	69,5
3,0	7,0	74,1	105	141	189	78,6
2,50	4,9	85,4	117	161	193	88,4

$\bar{\xi}$	$\epsilon_1 \frac{W_{31}}{W_{32}}$	$\frac{E_\phi}{\sqrt{PQ}} \quad r = 10 \text{ мм}$	$E_\phi, [\text{кВ/см}]$ $r = 20 \text{ мм},$ $Q = 1800,$ $P = 500 \text{ Вт}$	$E_\phi, [\text{кВ/см}]$ $r = 10 \text{ мм},$ $Q = 5000,$ $P = 500 \text{ Вт}$
		$\epsilon_1 = 4$	$\epsilon_1 = 2$	$\epsilon_1 = 4$
4,20	13,4	73,7	0,56	1,17
4,10	12,8	75,4	0,57	1,19
4,00	12,1	77,2	0,59	1,22
3,76	10,8	81,9	0,62	1,29
3,50	9,4	86,9	0,66	1,37
3,0	7,0	97,8	0,75	1,54
2,50	4,9	107	0,84	1,69

гии сосредоточено в диэлектрике. Тангенс диэлектрических потерь $\text{tg} \delta = (4 \div 5) \cdot 10^{-4}$, $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$, $(5 \div 10) \cdot 10^{-4}$ для фторопласта, кварца и керамик соответственно. Из табл. 6.5 следует, что при мощности питания 500 Вт диэлектрический резонатор из плавленного кварца обеспечивает гарантированный поджиг разряда при любом положении ампул, отмеченных на рис. 6.18, и наиболее эффективен для работы с тороидальной ампулой $r_a = 1,64R/\bar{\chi}$, где электрическое поле E_ϕ достигает максимального значения.

Нами экспериментально исследовался фторопластовый диэлектрический резонатор с размерами строки $\xi = 4,0$ табл. 6.5. Его измеренная собственная добротность была $Q = 1800 \pm 120$, что близко к расчётным $2 \cdot 10^3$, а мощность питания составляла 620 Вт. При этом сферическая ампула диаметром $2r_a = 40$ мм уверенно зажигалась при расположении в центре резонатора и на расстояниях $(R - r_a) \leq r \leq 0$ от её оси. При расположении ампулы в среде 2 на расстоянии $r = R + r_a$ её зажигание было ненадёжным и осуществлялось один раз на $5 \div 10$ включений магнетрона М105-1. Экспериментальные данные, таким образом, подтвердили надёжность расчётных данных табл. 6.4 и 6.5.

Экологическая безопасность СВЧ-лампы с диэлектрической рабочей камерой обеспечивается выбором радиуса R_1 (см. рис. 6.18) торцевых металлических кругов. Можно показать [64], что суммарный поток мощности P_Σ через поверхность $S = 2\pi R_1 L$ выражается в виде

$$\frac{P_\Sigma}{P} \leq \frac{r K_0 \left(\bar{\xi}^2 \frac{r}{R} \right) K_1 \left(\bar{\xi}^2 \frac{r}{R} \right)}{K_0(\bar{\xi}) \bar{\xi}} \cdot \frac{Q \lambda_0^2 \bar{\chi}^2}{2\pi^2 \epsilon_1 R^3 D}. \quad (6.37)$$

Например, для фторопластового резонатора с $\bar{\xi} = 4,0$ ($Q = 1800$, $D = 2,441$, $R = 99,4$ мм) при $P = 500$ Вт и безопасном $P_\Sigma \leq 5$ мВт отношение $\frac{P_\Sigma}{P} \leq 10^{-5}$ достигается по (6.37) при $r \geq 12R/\bar{\xi} = 30$ см. Экспериментальный макет резонатора имел $R_1 = 35$ см $> r$. В целом выполненные экспериментальные исследования подтвердили перспективность использования диэлектрических резонаторов в качестве рабочих камер эффективных источников СВЧ-света с максимальной конструктивной простотой.

СВЧ-источник видимого света с направленным светоизлучением, или источник прожекторного типа может быть реализован при размещении центра сферической ампулы в фокусе параболического зеркала. Очевидно, что раскрыв зеркала может быть перекрыт мелкой проводящей сеткой, прозрачной для света и непрозрачной для волн СВЧ-диапазона, и тогда объём зеркала может быть использован в качестве резонаторной рабочей камеры прожектора. Схема источника прожекторного типа приведена на рис. 6.19, где вершина параболы совмещена с началом цилиндрической системы координат, а ось параболы

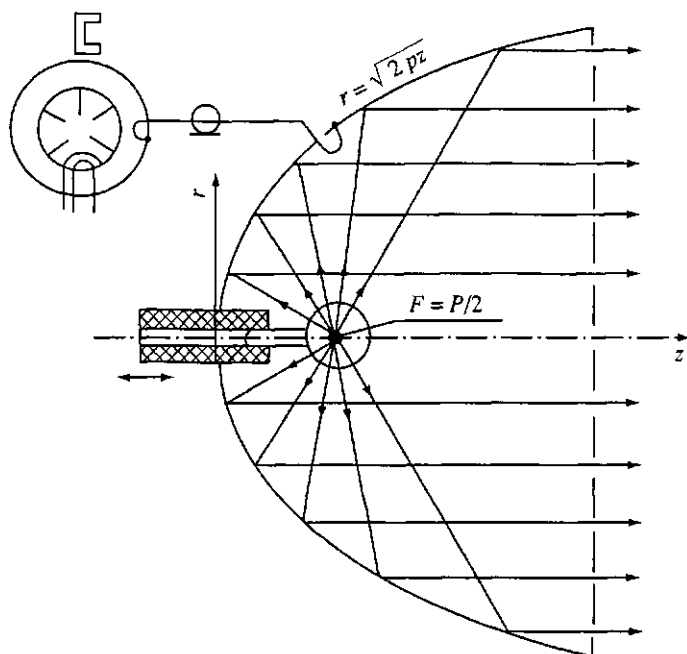


Рис. 6.19. СВЧ-источник света прожекторного типа

совпадает с осью z системы. Уравнение поверхности параболоида вращения записывается как $r = \sqrt{2pz}$, где параметр параболы p – расстояние от фокуса до директрисы, а точка фокуса F расположена на расстоянии $p/2$ от вершины. В параболическом резонаторе может быть возбуждён аксиально-симметричный вид колебаний H_{011} , имеющий, аналогично цилиндрическому резонатору, три компоненты электромагнитного поля E_ϕ , H_r и H_z . Решение волнового уравнения для параболического резонатора связано с переходом к ортогональной параболо-эллиптической системе координат, что капитально усложняет вывод аналитического решения [122]. Для наших целей достаточна численная оценка ЭДХ такого резонатора методом частичных областей с дальнейшей коррекцией расчётных результатов на основе экспериментальных данных.

Результаты проведённых вычислений суммированы в табл. 6.6, а на графике рис. 6.20, они сопоставлены с экспериментальными результатами измерений $E_\phi(r=r_a=1\text{ мм}, z)/\sqrt{PQ}$ в макете параболического резонатора, поверхность которого была аппроксимирована поверхностями вписанных в параболоид усечённых конусов высотой $\Delta z = 10$ мм.

**Результаты вычисления ЭДХ параболического резонатора
методом частичных областей**

n	z , мм	R_i , мм	$\frac{E_\varphi(r, z)}{\sqrt{PQ}}, \left[\frac{\text{Ом}^{1/2}}{\text{см}} \right]$ при $r = r_a = 11$ мм	E_φ , кВ/см, при $Q = 10^4$, $P = 600$ Вт	$\frac{H_z(R_i, z)}{\sqrt{PQ}}, \left[\frac{1}{\text{Ом}^{1/2} \cdot \text{см}} \right]$
1	32,78	79,96			
2	42,78	90,00	0,09	0,22	
3	52,78	99,02	0,223	0,55	
4	62,78	107,3	0,352	0,86	
5	72,78	114,9	0,453	1,11	
6	82,78	122,1	0,502	1,23	$20,8 \cdot 10^{-3}$
7	92,78	125,59	0,463	1,14	

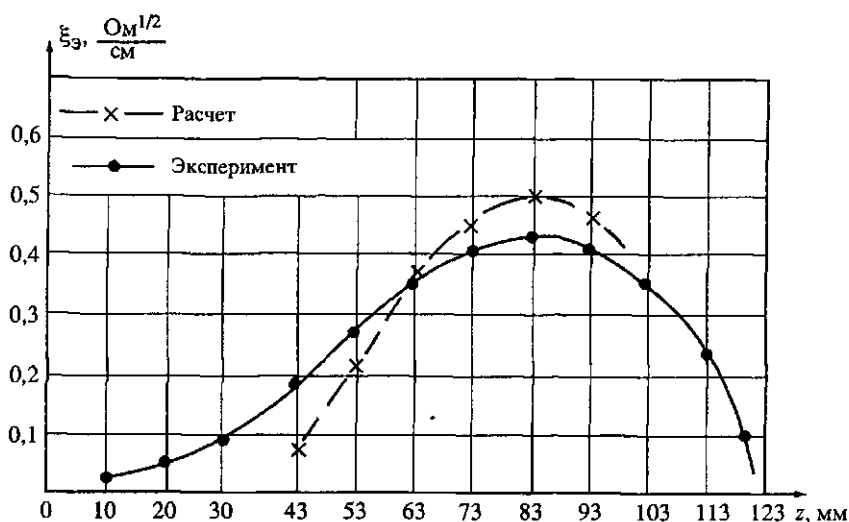


Рис. 6.20. Электродинамические характеристики параболического резонатора на рабочей частоте $f_0 = 2,45$ ГГц

Как и следовало ожидать, существенное различие в экспериментальных и расчётных данных имеет место лишь в районе критического радиуса параболоида, а при $z \geq 53$ мм расчётные результаты пригодны для инженерных оценок ЭДХ. Экспериментальное значение собственной добротности макета параболоида, выполненного из алюминия марки Д16Т, составило $Q = (1,02 \pm 0,05) \cdot 10^4$. Максимальная напряжённость электрического поля E_φ при $r = r_a = 11$ мм достигается, как видно из экспе-

риментальной кривой рис. 6.20, при $z = 83$ мм и при мощности питания $P = 600$ Вт составляет $1,04$ кВ/см. В точке фокуса ($z = 47$ мм) $E_{\phi} = 0,44$ кВ/см и поджиг разряда в ампуле ненадёжен. В опытном экземпляре СВЧ-лампы прожекторного типа колба закреплялась на трубчатом фторопластовом стержне, как показано на рис. 6.19, который позволял перемещать колбу вдоль оси z . Поджиг разряда стабильно обеспечивался при расположении центра колбы в координатах $r = 0$, $z = 63$ мм, где $E_{\phi} \geq 0,86$ кВ/см, а затем центр колбы совмещался с точкой фокуса, где напряжённость электрического поля более чем достаточна для устойчивого горения разряда. В мощных СВЧ-лампах прожекторного типа ($P \geq 2$ кВт) поджиг разряда в точке фокуса гарантируется и прибор такого типа перспективен для использования в народном хозяйстве.

Ненаправленный световывод из рабочей камеры СВЧ-лампы может быть выполнен и путём высверливания в оболочке резонатора множества отверстий, запредельных для СВЧ-поля и занимающих по крайней мере половину поверхности корпуса. В работе [57] показано, что средняя мощность излучения из отверстия связана с мощностью, введённой в резонатор, соотношением

$$\frac{P_{\text{изл}}}{P_0} = \frac{4\pi^3 Z_0 Q (\xi_{\text{мр}} V_{\text{м}})^2}{3\lambda_0^4}, \quad (6.38)$$

где $\xi_{\text{мр}}$ – параметр напряжённости магнитного поля на поверхности корпуса резонатора в месте расположения отверстия. Если отверстия круглые и просверлены в стенке толщиной t , то

$$V_{\text{м}} = \frac{d^3}{6} e^{-\frac{2\mu_{11}}{d}t}, \text{ где } d - \text{диаметр отверстия, а } \mu_{11} = 1,841. \text{ При нали-}$$

чии N отверстий на корпусе резонатора (6.38) переходит в

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\pi^3 Z_0 Q d^6}{27\lambda_0^4} e^{-\frac{7,36}{d}t} \sum_{n=1}^N \xi_{\text{мн}}^2. \quad (6.39)$$

Схема расположения отверстий на оболочке сферического резонатора приведена на рис. 6.21. Общее число отверстий с $d \ll R$, занимающих половину боковой поверхности сферы, опре-

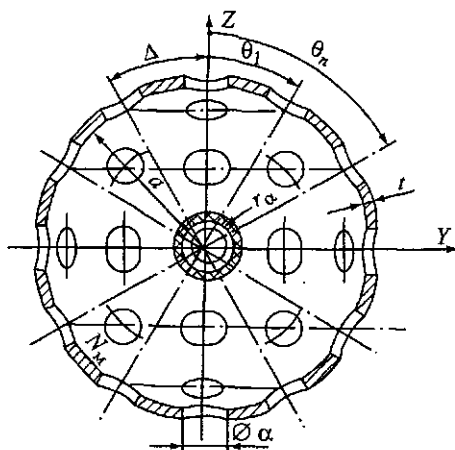
деляется как $N = 8\left(\frac{R}{d}\right)^2$. Отверстия просверлены на полюсах оболочки и на параллелях, отстоящих от полюса на угол θ_n , указанный на рис. 6.21.

Большое число запредельных отверстий в оболочке резонатора смещает его расчётную резонансную частоту, однако выражение для скорректированного радиуса может быть получено методом малых возмущений

$$R' = \left[0,7153 - 0,8 \cdot 10^{-2} N_m^2 \left(\frac{d}{R} \right)^3 \right] \lambda_0. \quad (6.40)$$

Методику расчёта геометрических размеров сферической рабочей камеры с дырочными световыводами рассмотрим на примере с $\lambda_0 = 0,1224$ м, $Q = 1,2 \cdot 10^4$. Для выполнения условия $d \ll \lambda_0$ примем $d = 0,05\lambda_0 = 6$ мм. Радиус резонатора $R = 0,7153 \lambda_0 = 87,55$ мм, расстояние между центрами отверстий $\Delta = d \sqrt{\frac{\pi}{2}} = 7,52$ мм, число отверстий на меридиане $N_m = 36,6$ и следует выбрать $N_m = 37$. Скорректированный по (6.40) радиус будет $R' = 87,07$ мм, а исправленные на этот радиус шаг разметки и диаметр отверстий примут значения $\Delta' = 7,39$ мм, $d' = 5,90$ мм. Полное число отверстий световывода $N = 8(R/d')^2 = 1742$.

Приведённые начальные данные позволяют определить толщину оболочки резонатора при $P_{\text{изл}} = 10^{-5} P_0 = 5$ мВт. При подстановке получается $7,36t/d = \ln 4212$ или $t = 6,7$ мм, что технически приемлемо. Поток СВЧ-облучения на расстоянии 1 м от лампы не превзойдёт в момент включения $0,04$ мкВт/см², и он уменьшится до $0,01$ мкВт/см² при горении лампы, что абсолютно безопасно. Экспериментальное исследование СВЧ-лампы с ненаправленным световыводом было выполнено для сферической рабочей камеры, изготовленной из дюралюминия Д16Т. Толщина стенки t была 7 мм, а внутренний радиус оболочки и число



излучающих отверстий с $d = 5,9$ мм соответствовали приведённым выше начальным данным. Петлевое устройство связи с резонатором располагалось в отверстии на полюсе. При мощности питания $P_0 = 500$ Вт в кварцевой колбе диаметром $2r_a = 20$ мм со смесью Ar-S уверенно зажигался разряд и лампа могла работать

Рис. 6.21. Расположение отверстий световывода на корпусе сферического резонатора

неограниченное время без принудительного охлаждения колбы. Таким образом, эксперименты подтвердили надёжность расчётных соотношений (6.38) ÷ (6.40) и перспективность применения рабочих камер с дырчатым световыводом для эффективных СВЧ-ламп простейшей конструкции.

6.5. Системы питания резонаторных камер СВЧ-источников света

Высокая эффективность и надёжность СВЧ-источника видимого света сохраняются при эксплуатации, если его СВЧ-тракт обеспечивает практически полную передачу СВЧ-мощности питающего генератора рабочей камере и стабильную работу генератора в полосе возможных изменений входного сопротивления камеры.

Высокий КПД передачи мощности в нагрузку ($\eta \geq 80\%$) достигается, если её потери в тракте, включая и потери на отражение от устройства связи с нагрузкой, составляют величину меньше 1 дБ. Омические потери в тракте лампы существенно меньше этого предельно приемлемого значения, так как максимальное затухание в прямоугольном волноводе стандартного сечения ($86,4 \times 43,2$ мм) и коаксиальном кабеле с фторопластовым заполнением составляет на частоте 2450 МГц, согласно [115], не более 0,02 дБ/м и 0,2 дБ/м соответственно. Если омическими потерями пренебречь, то коэффициент отражения Γ от устройства связи с резонаторной рабочей камерой при горении в ней разряда должен быть $\Gamma \leq \sqrt{1 - \eta}$ или $|\Gamma| \leq 0,45$, что соответствует КСВ $\rho \leq 2,6$. Магнитное устройство связи с резонатором, обладающее указанным КСВ, может быть легко реализовано, и основная проблема при создании СВЧ-тракта лампы сводится к обеспечению стабильной работы питающего генератора.

Для питания резонаторной рабочей камеры СВЧ-лампы промышленно-бытового назначения целесообразно использовать стандартный магнетрон непрерывного режима марки М105-1, технические характеристики которого приведены в гл. 3, а его нагрузочная диаграмма, необходимая для анализа работы системы питания нагрузки с переменным входным сопротивлением, дана на рис. 6.22. Следует отметить, что нестабильность частоты, генерируемой магнетроном М105-1 при использовании стандартного выпрямителя от СВЧ-печи «Электроника», составляет $\delta f / f_0 \leq 0,4 \cdot 10^{-3}$, и эта нестабильность существенно затрудняет поджиг СВЧ-лампы, так как коэффициент передачи мощ-

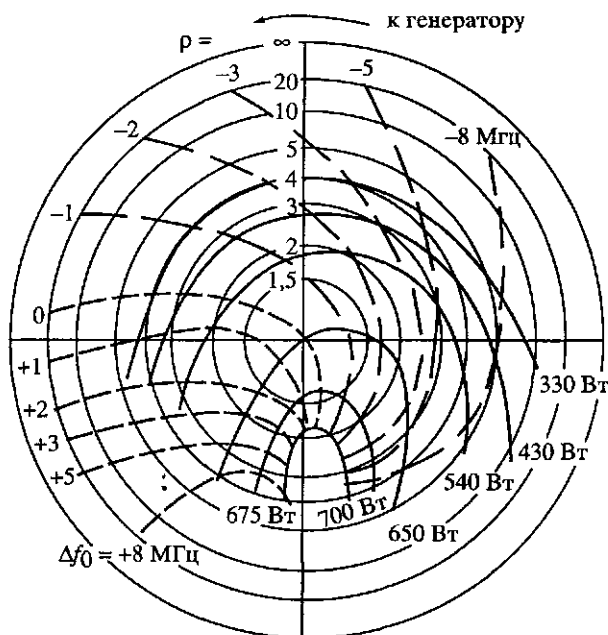


Рис. 6.22. Нагрузочные характеристики магнетрона М105-1

ности питания резонатору зависит от частоты как [163]

$$\eta_{\text{пер}}(f) = \frac{\eta_0}{1 + \left(2Q_n \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2}, \quad (6.41)$$

где $\eta_0 = 1 - |\Gamma_0|^2$ – коэффициент передачи на резонансной частоте f_0 , $Q_n = \frac{Q_0}{1 + k_{\text{св}}}$, а коэффициент связи $k_{\text{св}} = \rho$ при пересвязи и $k_{\text{св}} = 1/\rho$ при недосвязи.

Собственная добротность медного цилиндрического резонатора, нагруженного сферической ампулой со смесью Ar-S, с учётом коэффициента технологического качества обычно составляет $Q \approx 1,2 \cdot 10^4$. Для критической связи ($k_{\text{св}} = 1$) коэффициент передачи $\eta_0 = 1$ и, согласно (6.41), вводимая в резонатор мощность может снизиться до $P = 0,0415P_0$, что соответствует уменьшению напряжённости поджигающего электрического поля в 5 раз. При этом реализация поджига СВЧ-лампы становится маловероятной.

Если поджиг резонаторной СВЧ-лампы тем не менее

осуществился, то дальнейшая нестабильность работы системы питания связана с изменением собственной частоты рабочей камеры из-за изменения относительной диэлектрической постоянной среды, заполняющей её объём, а также вследствие теплового расширения корпуса.

Изменение диэлектрической постоянной среды при образовании в ней низкотемпературной плазмы равно

$$\epsilon_p = 1 - \frac{ne^2}{4\pi^2 m \epsilon_0 f_0^2}. \quad (6.42)$$

При типичной для СВЧ-ламп концентрации плазмы $n = 10^{10}$ 1/см³ на частоте возбуждения $f_0 = 2450$ МГц, когда плазма прозрачна для СВЧ-поля, $\epsilon_p = 1 - 0,134$. Изменение резонансной частоты рабочей камеры при образовании плазмы в объёме кварцевой ампулы определим для двух случаев:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\epsilon_p - 1}{2W_3} \int_{V_a} E^2 dV = \begin{cases} = 1,86(1 - \epsilon_p)(r_a / R)^2 \\ = 1,12 \frac{V_a}{V_p}(1 - \epsilon_p) \end{cases} \quad (6.43a)$$

$$(6.43b)$$

Случай (6.43a) соответствует расположению трубчатой ампулы со смесью Ag-S радиусом r_a соосно цилиндрическому резонатору радиусом R , как показано на рис. 6.16. Случай (6.43б) относится к цилиндрическому резонатору с колебаниями типа H_{011} объёмом V_p , в центре которого размещена сферическая ампула объёмом V_a .

Изменение резонансной частоты рабочей камеры вследствие теплового расширения, как легко показать, равно

$$\left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)_T \approx - \frac{P_0(1 - \eta_a)\beta_T}{\alpha_T S_p}, \quad (6.44)$$

где η_a — кпд передачи вводимой мощности P_0 плазменному разряду, β_T — температурный коэффициент линейного расширения материала корпуса резонатора, α_T — коэффициент конвективной теплоотдачи корпуса окружающему воздуху, S_p — площадь наружной поверхности корпуса резонатора.

Численные оценки изменения собственных частот рабочих камер по формулам (6.43a), (6.43б) выполним для цилиндрических резонаторов, размеры которых приводятся в разделе 6.3. В случае резонатора с колебаниями типа E_{010} имеем $R = 46,8$ мм, $r_a = 4,0$ мм, а для резонатора с колебаниями типа H_{011} $R = 92,74$ мм, $L = 103,1$ мм, $r_a = 10,0$ мм, что соответствует

$V_a = 4,2 \text{ см}^3$, $V_p = 2786 \text{ см}^3$, $S_p = 1141 \text{ см}^2$. Подстановка выбранных параметров даёт следующее значение расстройк:

$$\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{E_{010}} = 1,82 \cdot 10^{-3}, \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{H_{011}} = 0,226 \cdot 10^{-3}. \text{ Последние данные}$$

позволяют по (6.41) оценить уменьшение коэффициента передачи мощности при зажигании разряда, если воспользоваться экспериментальными значениями нагруженной добротности рабочих камер включенных СВЧ-ламп: $Q_n(E_{010}) = 0,5 \cdot 10^3 \times \times Q_n(H_{011}) = 1,9 \cdot 10^3$. При этом получается, что $\eta_{\text{пер}}(E_{010}) = 0,23\eta_0$ и $\eta_{\text{пер}}(H_{011}) = 0,58\eta_0$. Такое снижение коэффициента передачи СВЧ-мощности рабочей камере не приводит к гашению разряда в плазменной смеси Ag-S, однако существенно снижает энергетический кд СВЧ-источника света. Продолжительная работа СВЧ-ламп приводит к нагреванию корпуса рабочей камеры, охлаждаемой свободной конвекцией от окружающего воздуха. Относительное изменение резонансной частоты камеры можно оценить по (6.44), где $\beta_T(\text{Cu}) = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ 1}^\circ\text{C}$, $\alpha_T \approx 15 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}}$,

$$\eta_a = 0,75, P_0 = 500 \text{ Вт}. \text{ В итоге } \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{T, H_{011}} = -1,24 \cdot 10^{-3}, \text{ и с учётом}$$

$$\text{расстройки } \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{H_{011}} = 0,226 \cdot 10^{-3} \text{ от горящего разряда суммар-}$$

ный дрейф резонансной частоты составит $\frac{\Delta f}{f_0} = -10^{-3}$. При этом

коэффициент передачи СВЧ-мощности рабочей камере уменьшится до $\eta_{\text{пер}} = 0,065\eta_0$, что недопустимо.

Изменения резонансной частоты рабочей камеры СВЧ-ламп от рассмотренных выше причин могут быть компенсированы, например, введением механического устройства перестройки резонансной частоты, которое через электронную систему автоматического управления удерживает рабочую камеру в состоянии максимальной напряженности электрического поля, однако, введение такого устройства существенно усложнит конструкцию СВЧ-ламп и увеличит её стоимость.

Как показал наш опыт [66], устойчивая работа СВЧ-ламп наиболее просто может быть достигнута при введении системы стабилизации частоты питающего магнетрона резонаторной нагрузкой. Такая система успешно используется в резонаторных

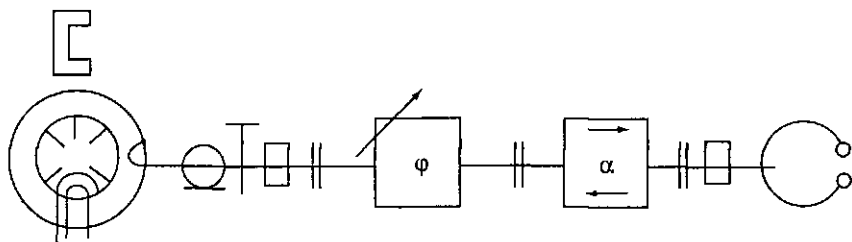


Рис. 6.23. Схема системы стабилизации частоты магнетрона резонаторной нагрузкой

линейных ускорителях электронов и её схема приведена на рис. 6.23.

Как известно [82], коэффициент стабилизации частоты автогенератора внешним резонатором при медленном изменении дестабилизирующих факторов записывается как

$$S = 1 + \frac{\partial B_n / \partial \delta}{\partial B_r / \partial \delta}, \quad (6.45)$$

где B_n – реактивное сопротивление нагрузки, B_r – реактивное сопротивление генератора, $\delta = \frac{f_0 - f}{f_0}$ – обобщённая расстройка.

Для магнетрона

$$\frac{\partial B_r}{\partial \delta} = \frac{0,834 f}{F_0} = 2Q_{\text{вн.м}}, \quad (6.46)$$

где F_0 – полоса затягивания частоты магнетрона, $Q_{\text{вн.м}}$ – внешняя добротность колебательной системы магнетрона. Используя выражение из [82] и соотношения (6.45), (6.46), получим

$$S(\delta = 0) = 1 + \frac{8\Phi k_{\text{св}} Q_0 F_0}{[k_{\text{св}}(1 - \Phi) + (1 + \Phi)]^2 0,834 f_0}, \quad (6.47)$$

где $\Phi = 10^{-\frac{A_1 + A_2}{20}}$, а A_1 и A_2 – затухание мощности при прохождении ферритового вентиль в прямом и обратном направлении.

Полоса захвата магнетрона в рабочий режим стабилизированных колебаний определяется по условию (6.45) при $S \geq 1$:

$$\frac{\Delta f_3}{f_0} = \frac{k_{\text{св}}}{4Q_{\text{вн.г}}} \left[1 - \left(\frac{1 - \Phi}{1 + \Phi} \right)^2 \right] \left(\frac{1 - \Phi}{1 + \Phi} k_{\text{св}} + 1 \right)^{-1}. \quad (6.48)$$

Оценим характеристики рассмотренной системы стабилизации частоты при работе на резонаторную камеру СВЧ-лампы, используя типичные начальные данные: $k_{\text{св}} = 3$, $A_1 + A_2 = 11$ дБ,

$Q_0 = 10^4$, $F_0 = 8$ МГц (см. диаграмму рис. 6.23), $f_0 = 2450$ МГц, $Q_{\text{вн.г}} = 130$ – до поджига разряда в ампуле, $k_{\text{св}} = 1$, $Q_0 = 0,3 \cdot 10^4$ – после поджига. Тогда из (6.47) и (6.48) до поджига разряда получается $S = 22$, $\frac{\Delta f_3}{f_0} = 1,5 \cdot 10^{-3}$, а после поджига $S = 7,6$ и

$$\frac{\Delta f_3}{f_0} = 0,85 \cdot 10^{-3}. \text{ Анализ полученных данных показывает, что те-}$$

перь поджиг заряда обеспечивается, так как полоса захвата $\Delta f_3 = \pm 3$ МГц превосходит полосу паспортных допусков на собственную частоту магнетрона $M105-1$ $\Delta f_m = \pm 2,5$ МГц, а нестабильность частоты СВЧ-питания снижается до $\delta f = \pm 0,05$ МГц, что вдвое меньше полуширины резонансной кривой при $Q_0 = 10^4$. Устойчивое горение СВЧ-лампы также обеспечивается, так как при $S = 7,6$ коэффициент передачи СВЧ-мощности резонатору с $Q_0 \approx 3 \cdot 10^3$ определяется по (6.41) как $\eta_{\text{пер}} \geq 0,91 \eta_0$.

Ферритовый вентиль, указанный в схеме на рис. 6.23, включается в тракт для снижения большого коэффициента отражения от резонатора в течение переходного периода длительностью $\tau = 2Q_n/\omega_0$. Для ускорительной техники постоянная времени $\tau = 0,5$ мкс сравнима с длительностью импульса магнетрона $\tau_n \approx 2$ мкс и без ферритового вентиля запуск магнетрона невозможен.

При экспериментальном исследовании систем питания СВЧ-ламп от магнетрона непрерывного режима марки M105 было обнаружено, что при соответствующем положении фазовращателя, указанного на схеме рис. 6.23, магнетрон запускается на частоте, близкой к резонансной частоте камеры, и далее следит за её изменением также и в случае исключения ферритового вентиля.

Исключение ферритового вентиля из схемы стабилизации частоты магнетрона соответствует случаю $A_1 + A_2 \approx 1$ дБ, в то время как формулы (6.47) и (6.48) справедливы для $A_2 \geq 9$ дБ. Экспериментальные данные [65, 66] по стабилизации частоты магнетрона M105-1 в схеме без ферритового вентиля показали, что при собственной добротности рабочей камеры $Q_0 = 2400$ и $k_{\text{св}} = 2$ достигается коэффициент стабилизации $S \geq 10$ при полосе захвата шириной $\frac{\Delta f_3}{f_0} = \pm 10^{-3}$, а коэффициент слежения за

$$\text{частотой резонатора } k_{\text{сл}} = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_0} \geq 0,9.$$

Возможность стабильной и устойчивой работы СВЧ-лампы со схемой стабилизации частоты магнетрона M105-1 без ферритового вентиля с коэффициентом передачи мощности $\eta \geq 0,9\eta_0$

была доказана экспериментально для рабочих камер в виде цилиндрического резонатора с колебаниями E_{010} и H_{011} , сферического, диэлектрического и параболического резонаторов [57, 64, 201].

Исключение ферритового вентиля из волноводного тракта СВЧ-ламп при сохранении стабилизирующих свойств системы питания резонаторной рабочей камеры существенно упрощает и удешевляет конструкцию светоисточников нового типа, делая их доступными для широкого внедрения на мелких предприятиях и в быту.

ЗАДАЧИ

Задача № 15. Определить минимальный радиус сферической ампулы с газовой смесью Ag-S, при котором зажигается СВЧ-источник видимого света, если в качестве рабочей камеры используется цилиндрический резонатор длиной $L \approx \lambda_0$ с колебаниями типа H_{011} , в который поступает мощность $P = 600$ Вт на частоте 2450 МГц. Принять напряжение поджига разряда $E_{зж} = 1$ кВ/см и $Q_0 = 8 \cdot 10^3$.

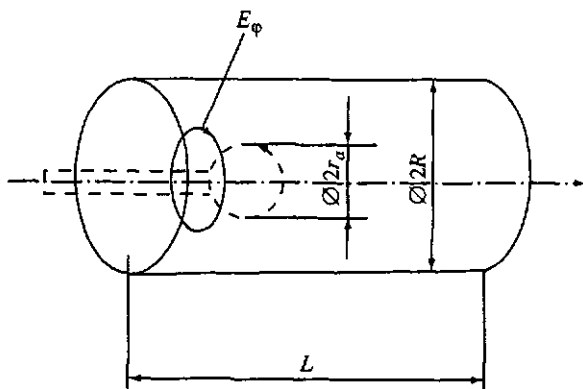


Рис. к задаче № 15

Задача № 16. Определить, какая часть потока солнечного излучения ($T = 6000^\circ\text{C}$) приходится на видимый свет, границы длины волны которого от $\lambda_1 = 0,700$ мкм до $\lambda_2 = 0,450$ мкм.

Глава 7

ИМПУЛЬСНАЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА

7.1. Возможность применения импульсных СВЧ-колебаний в энергетике

СВЧ-генераторы с импульсной мощностью в единицы и десятки мегаватт хорошо освоены электронной промышленностью и выпускаются в больших объёмах, как по номенклатуре, так и по количеству. Длительность импульсов серийных приборов М- и О-типов составляет $1\div 10$ мкс.

Наряду с этим к настоящему времени получены впечатляющие результаты по генерированию мощных СВЧ-колебаний наносекундной длительности $10^{-9}\div 10^{-7}$ с и сложилось новое перспективное направление современной физики – релятивистская СВЧ-электроника, на основе которой созданы генераторы гигаваттного уровня мощности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Такие генераторы могут быть использованы для решения различных научных и прикладных задач. Они применяются в разработках радиолокационных станций с большой разрешающей способностью [36], а также в системах питания электронно-позитронных линейных коллайдеров с темпом ускорения ~ 100 МэВ/м [12].

Использование мощных СВЧ-колебаний микросекундной и наносекундной длительности в технологических целях не является очевидным, так как средняя мощность генераторов здесь не превышает мощности непрерывных СВЧ-источников традиционной конструкции. Поэтому целесообразно предположить, что импульсная СВЧ-энергетика может быть основой только таких технологических процессов, при которых переходные процессы, возникающие в облучаемом веществе, приводят к положительным эффектам, недостижимым при непрерывном режиме облучения.

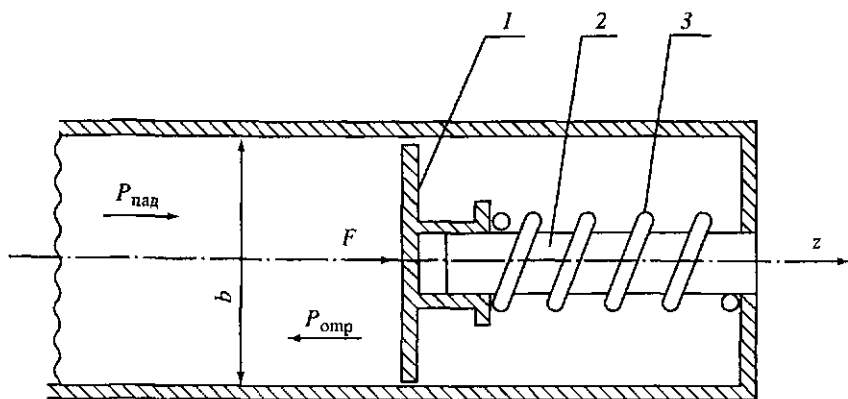


Рис. 7.1. Конструкция вибратора на основе импульсного СВЧ-облучения

В качестве примера практического использования импульсной СВЧ-энергии рассмотрим устройство колебательной системы в прямоугольном волноводе стандартного сечения (рис. 7.1). Оно состоит из металлической отражающей пластины 1, расположенной с небольшими зазорами относительно стенок волновода, оси 2, по которой перемещается пластина, и пружины 3, удерживающей пластину в начальном положении $z = 0$.

По волноводу подается импульсная СВЧ-мощность, которая после почти полного отражения от пластины отводится с помощью направленного ответвителя (на рис. 7.1 не показан) для использования по прямому назначению.

При падении импульса СВЧ-энергии и изменении направления его движения на 180° вследствие полного отражения пластина испытывает воздействие силы давления и перемещается вправо. По окончании действия импульса пластина возвращается пружиной в сторону исходного положения и совершает затухающие колебательные движения. Если частота повторения импульсов СВЧ-энергии совпадает с частотой собственных колебаний пластины, возникают вынужденные колебания устройства с максимально возможной амплитудой отклонения от начального положения $z = 0$.

При малом коэффициенте затухания колебаний устройства из-за трения пластины (волновод заполнен воздухом) частота собственных колебаний f_n определяется как

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_n}{m}}, \quad (7.1)$$

где m – масса пластины, k_n – коэффициент упругости пружины. Пусть масса стальной пластины $m = 3,82$ г, а $k_n = 60$ Н/м. Тогда $f_n = 20$ Гц и тон колебаний устройства соответствует басовому регистру.

Сила, действующая на пластину 1 при отражении импульса падающей СВЧ-мощности P , определяется аналогично силе светового давления на зеркальную плоскость, нормальную к лучам света,

$$F = 2P/v_{гр}, \quad (7.2)$$

где $v_{гр}$ – групповая скорость волны H_{10} в прямоугольном волноводе. В нашем случае пусть $P = 50$ МВт, а $v_{гр} = c\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} = 2,157 \cdot 10^{10}$ см/с соответствует длине волны $\lambda = 10$ см и широкой стороне волновода $a = 7,2$ см. Тогда $F = 0,46 \times 10^{-2}$ Дж/см = 0,46 Н. Полученная величина толкающей силы действует на пластину в течение длительности импульса СВЧ-энергии, равного, например, $\tau_n = 100$ нс = 10^{-7} с, и если частота следования импульсов равна частоте собственных колебаний пластины $f_n = 20$ Гц, согласно формуле (7.1), то возникают вынужденные колебания устройства с максимальной амплитудой отклонения z_0 от начального положения $z = 0$.

Для дальнейшего анализа потребуются соотношения теории вынужденных резонансных колебаний о зависимости отклонения колеблющегося груза от времени, значении скорости колебательного движения, величине силы трения пластины о воздух, средней мощности силы трения в режиме установившихся вынужденных колебаний и мощности, затрачиваемой волновым давлением СВЧ-поля на колебательный процесс [85]:

$$z = z_0 \sin \omega_n t,$$

$$v = dz/dt = z_0 \omega_n \cos \omega_n t,$$

$$F_{тр} = -\beta_n v, \quad (7.3)$$

$$P_{тр} = -\beta_n z_0^2 \omega_n^2 / 2,$$

$$P_{вн} = F v \omega_n \tau_n = F \omega_n^2 \tau_n z_0.$$

Здесь $\omega_n = 2\pi f_n$ – круговая частота собственных колебаний устройства, а β_n – коэффициент трения пластины о воздух.

Максимальная амплитуда установившихся вынужденных колебаний может быть определена из энергетических сообра-

жений, если считать, что вся мощность внешней силы переходит в мощность трения: $P_{\text{вн}} = |\bar{P}_{\text{тр}}|$.

При таком подходе из системы (7.3) получается

$$z_0 = 2F\tau_n / \beta_n, \quad (7.4)$$

и при реальной величине коэффициента трения $\beta_n = 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{с/м}$ амплитуда вынужденных колебаний пластины достигает $2z_0 = 2 \text{ мм}$. При таком размахе колебаний пластина размером $72 \times 34 \text{ мм}$ издаёт громкий звук и устройство может быть использовано для контроля и управления работой мощного импульсного генератора СВЧ.

На практике описанное устройство целесообразно выполнить в виде, показанном на рис. 7.1, когда отражающая пластина прикреплена к концу балки длиной l_0 , закреплённой одним концом в стенке волновода. Частота поперечных колебаний такой балки определяется выражением [143]

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3EI}{ml_0^3}}, \quad (7.5)$$

где E – модуль упругости балки, а $I = b_1 d^3 / 12$ – момент инерции балки шириной b_1 и толщиной d . Соотношение (7.5) записано для случая, когда масса груза, присоединённого к концу балки, намного больше массы самой балки. Если балку выполнить из бронзы ($E = 1,2 \cdot 10^7 \text{ Н/см}^2$) толщиной $d = 0,2 \text{ мм}$ и длиной $l = a/2 = 3,6 \text{ см}$, то, согласно (7.5), $f = 20 \text{ Гц}$ при моменте инерции балки $I = 0,782 \cdot 10^{-6} \text{ см}^4$. Такой момент инерции достигается при ширине балки $b_1 = 11,7 \text{ мм}$ и вся конструкция колебательной системы удобно размещается внутри прямоугольного волновода сечением $a \times b = 72 \times 34 \text{ мм}$. Амплитудная характеристика колебательной системы с упругой балкой близка к аналогичной характеристике, полученной выше для устройства с возвратной пружиной, однако её расчёт гораздо более сложен и требует привлечения теории курса сопротивления материалов.

Рассмотренная конструкция является простейшим примером практического использования импульсной СВЧ-энергетики. Следующий раздел посвящён вопросам использования импульсных СВЧ-генераторов для решения более серьёзных практических задач.

7.2. Физические основы применения импульсной СВЧ-энергетики для технологических целей

Использование мощных СВЧ-колебаний микросекундной и наносекундной длительности для технологических целей не является очевидным, поскольку средняя мощность генераторов таких колебаний, как указано в гл. 10, не превышает средней мощности СВЧ-генераторов непрерывного режима.

Однако источники мощного СВЧ-излучения способны вызвать в поглощающем материале переходные тепловые и деформационные процессы, выгодные для технологических целей, и создать в течение импульса высокую напряжённость электромагнитного поля, недостижимую при использовании СВЧ-генераторов непрерывного действия, что также может представлять интерес для различных технологий.

Импульсный характер воздействия на вещество может существенно повлиять на протекание возникающих в нём процессов, но особенно это проявляется при воздействии импульсного СВЧ-облучения на систему, состоящую из двух или более сред с сильно различающимися электрофизическими характеристиками (см. рис. 3.1, 3.2).

Рассмотрим особенности импульсного СВЧ-воздействия на примере вещества, состоящего из диэлектрического или слабопроводящего слоя (слой ржавчины, окисла и т.д.), нанесённого на металлическую поверхность. Если эту систему облучать электромагнитными колебаниями со стороны диэлектрика, то СВЧ-энергия практически без потерь пройдёт через слой диэлектрика и при определённых условиях выделится вся в скин-слое, глубина которого δ определяется выражением (2.9) и данными табл. 2.2

В разделе 1.2 показано, что СВЧ-облучение пластин импульсами наносекундной длительности можно рассматривать как мгновенный поверхностный источник тепла с потоком энергии W_0 (Дж/см²) и приведено решение нестационарного уравнения теплопроводности для такого случая в виде (1.23). Следует напомнить, что формула (1.23) соответствует направлению оси x внутрь металлической пластины, причём ось нормальна её поверхности, на которой $x = 0$.

Исследование временной зависимости от температуры по формуле (1.23) показывает, что $T(x, t) = T_0$ при $t = 0$ достигает максимума при $t = x^2/(2\chi)$ и далее спадает как $1/\sqrt{t}$. На рис. 7.2 по соотношению (1.23) построена зависимость $F(t) = [T(\delta, t) - T_0]/W_0$

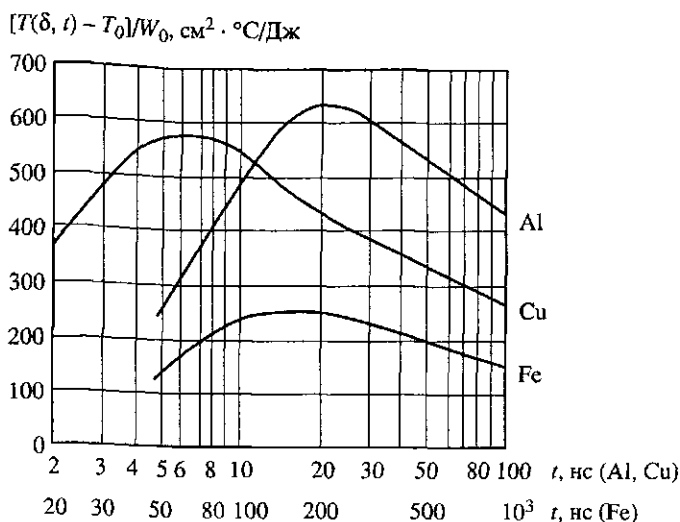


Рис. 7.2. Зависимость нормированной температуры пластины на глубине скин-слоя от времени

для алюминия, меди и железа, параметры c_p , ρ и χ которых приведены в табл. 1.3.

На глубине $x = \delta$, совпадающей с границей скин-слоя, максимальная температура, как и показано на рис. 7.2, достигается для меди через 6,3 нс, а для алюминия и стали через 21 и 154 нс соответственно. Температура на границе скин-слоя ($x = \delta$) при $t = t_{\max}$ определяется, как следует из (1.23), выражением

$$T(\delta, t_{\max}) = T_0 + \frac{W_0}{2c_p \rho \delta} \sqrt{\frac{2}{\pi e}}, \quad (7.6)$$

и значения $W_0 / (c_p \rho \delta \sqrt{2\pi e})$ соответствуют максимумам кривых (рис. 7.2). Из приведённых данных можно определить, что для нагревания металла, например, до температуры $T(\delta, t_{\max}) - T_0 = 100^\circ\text{C}$ поток поглощённой СВЧ-энергии должен составлять 0,17, 0,16 и 0,39 Дж/см² для Cu, Al и Fe соответственно. При этом прирост температуры поверхности пластины $T(x = 0, t_{\max}) - T_0$ будет в $\sqrt{e} = 1,65$ раза больше, чем на глубине $x = \delta$.

Формулы (1.23) и (7.6) дают количественно приемлемый результат, если длительность импульса СВЧ-облучения $\tau_{\text{и}} < t_{\max}$, и могут быть применены для практических расчётов, если $\tau_{\text{и}} \leq 6$ нс при облучении меди или $\tau_{\text{и}} \leq 20$ нс и $\tau_{\text{и}} \leq 150$ нс при облучении алюминия и железа. Импульсы такой длительности

могут быть получены генераторами, описанными в гл. 10. Плотность поглощаемой СВЧ-мощности P находится как $P = W_0/\tau_n$ и для рассмотренного выше примера она составляет для Al при $\tau_n = 20$ нс величину $P = 8 \cdot 10^{-6}$ Вт/см² = 8 МВт/см². Для Fe при $\tau_n = 150$ нс плотность поглощаемой СВЧ-мощности снижается до $P = 2,6$ МВт/см².

Важно отметить, что прилегающий к металлической поверхности диэлектрический слой при облучении СВЧ-импульсами наносекундной длительности остаётся практически при начальной температуре T_0 из-за существенно меньшего коэффициента поглощения и худшей теплопроводности, что позволяет реализовать способ удаления диэлектрических и слабопроводящих покрытий металлических поверхностей [50].

Сущность такого способа состоит в том, что на поверхность со стороны диэлектрического покрытия направляется мощное СВЧ-излучение наносекундной длительности, под действием которого скин-слой металла, служащий подложкой диэлектрического покрытия, быстро разогревается до высокой температуры. При этом температура и линейные размеры покрытия остаются неизменными, а поверхность металла расширяется, что приводит к отколу диэлектрика.

Отслаивание возможно, если напряжение, возникающее между металлом и покрытием, превысит напряжение разрушения. Как известно из курса сопротивления материалов, при напряжении разрушения материал удлиняется на величину

$$(\Delta l/l)_{\text{разр}} = \bar{P}/E, \quad (7.7)$$

где $\bar{P}$ – напряжение разрушения, а E – модуль Юнга.

При нагревании удлинение обусловлено тепловым расширением, и разрушение диэлектрика, связанного с металлом, происходит, если

$$(\Delta l/l)_{\text{тепл}} = \bar{P}/E. \quad (7.8)$$

Целесообразно положить, что для диэлектрических слоёв модуль Юнга и напряжение разрушения близки к аналогичным характеристикам мрамора, цемента или кирпича: $E \cong 10^3$ Н/мм² и $\bar{P} \cong 1 + 10$ Н/мм².

Коэффициенты линейного расширения металлов $\beta_t(\text{Fe}) = 1,1 \cdot 10^{-5}$ 1/град, $\beta_t(\text{Cu}) = 1,7 \cdot 10^{-5}$ 1/град, и из (7.8) видно, что нагревание металла на 100 °С в большинстве случаев достаточно

для разрушения диэлектрического покрытия на границе быстро нагретой подложки.

Изложенный метод может быть использован для очистки от окислов лопаток турбин авиационных двигателей, очистки поверхностей паровых котлов, очистки подводных частей судов от ракушечника, а также для решения других аналогичных задач.

Необходимо отметить, что описанный способ можно реализовать только тогда, когда поглощённая в металле СВЧ-мощность составляет заметную или значительную часть мощности облучения. Таким образом, разработка облучателей с 50%-ным поглощением металлом отдаваемой мощности является актуальной задачей. Высокоэффективные облучатели металлических поверхностей могут быть основаны на явлениях, разобранных в гл. 2: малом коэффициенте отражения плоской волны, поляризованной в плоскости падения (см. рис. 2.2), и большом коэффициенте затухания волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе при размере широкой стенки $a = \lambda/[2(0,9998 \div 1,0002)]$. Интересно проанализировать возможность использования аномального скин-эффекта, возникающего при больших напряжённости магнитного поля у металлических поверхностей, о чём будет сказано ниже.

Таким образом, использование СВЧ-энергии для очистки металлических поверхностей от диэлектрического покрытия имеет ряд преимуществ, важнейшие из которых – возможность воздействия на удалённые объекты и возможность удаления слоев, минуя стадию их полного механического размельчения.

Выше было показано, что для очистки поверхности от окислов необходимо эту поверхность облучать СВЧ-энергией с плотностью мощности приблизительно нескольких МВт/см². Но, как известно, при таких плотностях возможно образование плазменного слоя на поверхности, наличие которого существенно изменяет картину. Образование плазменного слоя и поглощение им СВЧ-энергии приводит к некоторым особенностям теплового и механического воздействия на металлы.

Известно, что при интенсивном поглощении СВЧ-излучения плазменным слоем происходит нагрев газа, который может привести к образованию ударных волн, оказывающих механическое воздействие на поверхность мишени. Рассмотрим это более подробно.

Скачки давления p_2/p_1 , плотности ρ_2/ρ_1 и температуры T_2/T_1 на фронте ударной волны в газовой среде можно оценить по

соотношениям [101]

$$\begin{aligned}\frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2}, \\ \frac{T_2}{T_1} &= \frac{[2\gamma M^2 - \gamma + 1][(\gamma - 1)(M^2 + 2)]}{(\gamma + 1)^2 M^2},\end{aligned}\tag{7.9}$$

где γ – показатель адиабаты, $M = v_0/v_s$ – число Маха, равное отношению скорости ударной волны к скорости звука в невозмущенном газе, индексы 1 и 2 относятся к параметрам газа в начальном состоянии и на фронте ударной волны соответственно.

Если для воздуха показатель адиабаты $\gamma = 1,4$, то для числа Маха $M = 4,4$ получается $p_2/p_1 = 23,5$, $\rho_2/\rho_1 = 4,8$, $T_2/T_1 = 4,3$.

Ударная волна с такими характеристиками оказывает существенное воздействие на мишень. Например, для теплового воздействия вводится параметр эффективности нагрева

$$\eta = \frac{W_\tau}{W_0},\tag{7.10}$$

где W_τ – переданная на мишень тепловая энергия.

В работах Научно-исследовательского института ядерной физики (НИИЯФ) при Томском политехническом институте (ТПИ) экспериментально показано, что для одиночного разряда отношение (7.10) достигает значений $0,1 \div 0,15$ [107]. С увеличением потока СВЧ-мощности область максимума η расширяется и сдвигается в сторону больших давлений. Также обнаружено, что мишень нагревается тонким слоем плазмы, непосредственно примыкающим к её поверхности.

Суммарное воздействие СВЧ-разряда в плазменном слое на разрушение мишени включает вклад энергии ударных волн переходного процесса, тепловое воздействие и другие факторы, причём суммарный эффект пропорционален энергии СВЧ-импульсов.

При создании экспериментальных установок для исследования технологических свойств СВЧ-разрядов важна оценка электрической прочности прямоугольных волноводов с разрядным промежутком $d \sim 2$ см при давлении воздуха (или азота), близком к атмосферному. Зависимость разрядной мощности в

Рис. 7.3. Передача импульсной СВЧ-мощности по прямоугольным волноводам без пробоя

волноводах стандартного сечения десятисантиметрового диапазона длин волн приведена на графике рис. 7.3, из которого видно, что в режиме бегущей волны разрядная мощность для волновода сечением 72×34 мм при $\tau_{\text{и}} = 10^{-8}$ с составляет 50 МВт, а при длительности импульса $1 \div 3$ мкс для развития разряда достаточно импульса мощностью ~ 1 МВт.

На рис. 7.4 упрощённо изображена схема экспериментальной установки для исследования разрушения диэлектрических подложек на металлах, вызываемого СВЧ-пробоем с образованием слоя плазмы. Установка разработана, создана и используется в НИИЯФ [107]. В ней используются в качестве генератора 1 как стандартный магнетрон с $\tau_{\text{и}} = 3$ мкс и импульсной мощностью 1,5 МВт, так и резонаторный формирователь импульсов СВЧ-энергии с $\tau_{\text{и}} = 10$ нс и импульсной мощностью до 200 МВт, описанный в гл. 10.

Падающая мощность измеряется традиционным способом с помощью направленного ответвителя. Мощность, рассеиваемая в разряде, измеряется методом сравнения с тепловым эквивалентом, которым может быть, например, спираль, помещённая в керамику. Эквивалент также помещается в диэлектрический стакан (3), через который проходит охлаждающий воздух.

Методика эксперимента включает построение калибровочного графика теплового эквивалента $\Delta T(P_{\text{спир}})$ при расходе охлаждающего воздуха $v_{\text{в}} = \text{const}$ по изменениям зависимости разности температур воздуха $\Delta T_{\text{в}}$ на входе и выходе устройства от мощности $P_{\text{спир}}$.

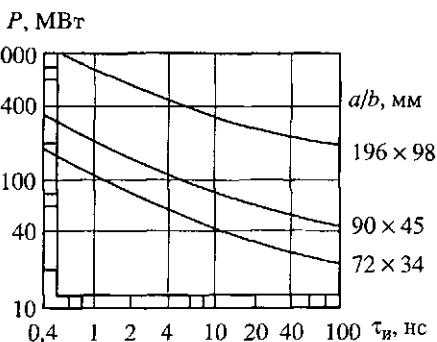
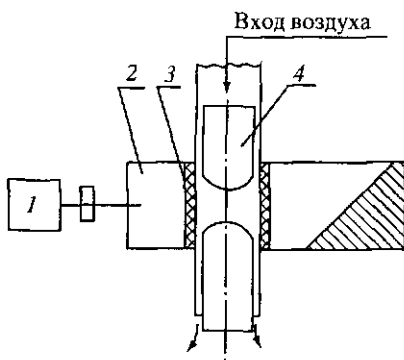


Рис. 7.4. Схема устройства для экспериментального исследования характеристик СВЧ-пробоя:

1 – СВЧ-генератор, 2 – волновод, 3 – диэлектрический стакан, 4 – разрядник

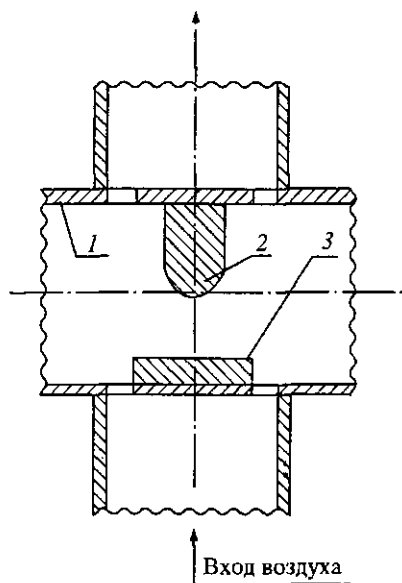


Рис. 7.5. Конструкция СВЧ-разрядника типа штырь – плоскость:

1 – волновод, 2 – штырь, 3 – плоскость

подводимой к спирали. Затем тепловой эквивалент заменяется разрядником, на который подаётся мощность генератора, снова измеряется разность температур охлаждающего воздуха на входе и выходе устройства, по величине которой с помощью калибровочного графика определяется мощность потерь в разряде.

На рис. 7.5 показана конструкция СВЧ-разрядника типа штырь-плоскость, где плос-

костью 3 служит исследуемая металлическая пластина с диэлектрическим покрытием. Для контроля температуры поверхности здесь использовано термосопротивление типа ТВО, включённое в мостовую схему измерения сопротивлений. Крутизна такой схемы составляет $0,5 \text{ Ом}/^\circ\text{C}$, что достаточно для лабораторных измерений. При дополнении установки микроскопом для контроля состояния поверхности исследуемого образца можно установить связь СВЧ-параметров разряда со степенью разрушения диэлектрического покрытия поверхности металла.

В настоящее время на установке проводятся эксперименты по определению величины мощности, вкладываемой в СВЧ-разряд, в зависимости от рабочей частоты, длительности импульсов СВЧ-энергии, давления газа и рода газа, заполняющего разрядник.

Предварительные эксперименты, проведённые в МРТИ РАН, также доказали перспективность использования искрового СВЧ-пробоя с приповерхностным плазменным слоем, и возможность его реализации с существующими СВЧ-генераторами наносекундной и микросекундной длительности импульсов [26].

7.3. Использование СВЧ-пробоя для разрушения диэлектрических покрытий

Для очистки металлов от диэлектрических покрытий можно использовать искровой СВЧ-пробой, причём в этом случае не возникает проблем с созданием устройств, обладающих большим коэффициентом передачи СВЧ-энергии в металлическую поверхность.

Искровой СВЧ-пробой различных диэлектриков происходит при мощности падающего СВЧ-излучения $0,1 \div 10$ МВт, а энергия излучения при этом эффективно преобразуется в энергию ударных волн, распространяющихся по материалу.

Оценка параметров образующихся ударных волн от вкладываемой энергии может быть сделана на основе теории взрыва в несжимаемой жидкости [101]. Для простоты (при сохранении общности явлений) можно ограничиться точечным взрывом, который достаточно точно описывает возникающие явления при малой толщине диэлектрика ($d \ll \lambda$).

Система уравнений, описывающих точечный взрыв в несжимаемой жидкости, имеет вид [101]

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (7.11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{v}{r} = 0,$$

$$\rho = \rho_1.$$

Уравнения (7.11) записаны в сферической системе координат, где v , p , ρ – соответственно скорость, давление и плотность среды, а индекс l относится к начальному состоянию вещества. Решение системы (7.11) зависит от двух функций времени $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$:

$$\begin{aligned} v &= \varphi_1(t)/r^2, \\ p &= \varphi_2(t) - \frac{1}{2} \rho_1 v^2 + \frac{\rho_1}{r} \frac{d\varphi_1(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (7.12)$$

Полагая, что вся энергия W , вложенная во взрыв, целиком расходуется на увеличение кинетической энергии среды, можно получить соотношение [101]

$$W_0 = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \frac{\rho_1 v^2}{2} r^2 dr = 2\pi \rho_1 \frac{\varphi_1^2}{r_0(t)}, \quad (7.13)$$

где $r_b(t)$ – радиус, определяющий область возмущённого движения, причём $r_b(t) = K(W_0/\rho)^{1/5} t^{2/5}$, где $K = \text{const}$.

Соотношения (7.12), (7.13) совместно с граничным условием $p(\infty, t) = 0$ позволяют определить функции $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$,

$$\begin{aligned}\varphi_1(t) &= \frac{2}{5} \frac{r_b^3}{t}, \\ \varphi_2(t) &= 0\end{aligned}\quad (7.14)$$

и основные параметры взрыва в несжимаемой среде в виде

$$\begin{aligned}r_b(t) &= \left[\frac{5}{2}\right]^{2/5} \left[\frac{W_0}{2\pi\rho_1}\right]^{1/5} t^{2/5}, \\ v &= \left[\frac{2}{5}\right]^{3/5} \left[\frac{W_0}{2\pi\rho_1}\right]^{1/5} t^{-3/5}, \\ p_{\max} &= \frac{3}{50} \left[\frac{5}{2}\right]^{4/5} \frac{1}{\sqrt[3]{4}} \rho_1 \left[\frac{W_0}{2\pi\rho_1}\right]^{2/5} t^{-6/5},\end{aligned}\quad (7.15)$$

где $p_{\max}$ – максимальное давление в пространстве, которое достигается на радиусе $r = r_2 = r_b \sqrt[3]{4}$.

Выражения (7.15) позволяют оценить возможности СВЧ-пробоя для разрушения диэлектрического покрытия металлической поверхности. В качестве реального случая примем мощность СВЧ-импульса $P_{\text{и}} = 100$ МВт при его длительности $\tau_{\text{и}} = 100$ нс и эффективности вклада СВЧ-энергии в разряд 10%. Тогда в случае пробоя диэлектрического покрытия с плотностью $\rho_1 = 3 \cdot 10^3$ кг/м³ получаем; что на момент окончания СВЧ-импульса $r_b(\tau_{\text{и}}) = 3,1 \cdot 10^{-4}$ м, скорость расширения возмущения на этот же момент $v_{\text{и}}(\tau_{\text{и}}) = 173 \cdot 10^3$ м/с, а максимальное давление в диэлектрике достигается на радиусе $r_2 = 9 \cdot 10^{-4}$ м и равно

$$p_{\max} = 1,12 \cdot 10^9 \text{ Па} \approx 1,1 \cdot 10^4 \text{ атм.}$$

Полученная величина давления превышает предел прочности диэлектриков и указывает на практическую возможность использования СВЧ-разрядов для разрушения диэлектрического покрытия проводников [12, 26, 32, 50, 85, 101, 107, 148, 159].

Для практики представляет интерес и СВЧ-разряд, который ещё не перешёл в искровой. В этом случае ударные волны не образуются вообще или имеют малую амплитуду, но зато СВЧ-разряд соответствующей формы может разрушать диэлектрики, что важно для многих практических применений. Чтобы СВЧ-

разряд не перешёл в искровой, СВЧ-импульс должен иметь соответствующую форму: фронт импульса должен быть порядка 1 нс, а его длительность $\tau \sim (1\div 50)$ нс. Например, СВЧ-импульсы также могут быть использованы для решения такой важной проблемы как извлечение золота из золотоносных руд. Рассмотрим это более подробно.

Извлечение золота из руд – один из самых сложных технологических процессов и поэтому все методы, позволяющие упростить или удешевить процедуру извлечения золота, заслуживают всяческого внимания. В золотоносных рудах золото содержится в виде малых золотинок диаметром от одного до нескольких микрометров, покрытых достаточно твёрдыми породами типа кварца. Процесс извлечения золота обычно разбивается на две части: освобождение золотинок из окружающей их породы и последующее растворение золота в соляной кислоте или уранидах. Несмотря на всю сложность второй этап освоен довольно-таки хорошо. Хорошо освоена процедура растворения золота в соляной кислоте или уранидах с последующим извлечением золота из таких растворов и процедура превращения растворов в неагрессивные соединения. Процесс растворения золота ускоряется при нагревании растворов до температуры $T = 100^\circ\text{C}$ и для этого необходимо использовать различные нагреватели, в том числе и СВЧ-нагреватели. С учётом только что сказанного сейчас основные усилия направлены на разработку эффективных методов извлечения золота из породы. На первой стадии для извлечения золота из руды используют шаровые мельницы, измельчающие породу до сотен микрометров. Однако эффективность размолы породы шаровыми мельницами резко уменьшается с уменьшением размера зёрен. Поскольку золотые частицы имеют диаметр один или несколько микрометров, то с целью лучшего извлечения золота необходимо осуществлять более тонкий помол и использовать для этого те методы, которые будут достаточно эффективны и для разрушения диэлектрического покрытия мелких частиц.

Одним из таких методов и является СВЧ-разряд, использованию которого для повышения извлечения золота из руд в последнее время уделяется большое внимание [164, 165].

Так как электрическая прочность кварца и золотистых руд $E \sim 300$ кВ/см, то приложенное СВЧ-поле должно превышать эту величину. Поскольку напряжённость электрического поля через мощность P , добротность Q , импеданс Z и поперечные размеры резонатора a и b определяется по формуле

$$E = 2 \sqrt{\frac{PQZ}{ab}}, \quad (7.16)$$

такую напряжённость в обычном резонаторе десятисантиметрового диапазона при $Q \sim 100$ можно получить, если мощность СВЧ-генератора будет на уровне сотен МВт.

По всей видимости данный метод улучшения извлечения золота из породы будет эффективен, если разряд будет происходить только между золотосодержащими частицами. Только при этом расход электроэнергии не будет превышать $10 \div 100 \text{ кВт} \cdot \text{ч/т}$, что является вполне приемлемой величиной. Проведённые первые эксперименты с образцами породы размерами $8 \times 8 \times 3 \text{ мм}$, помещёнными в пятимиллиметровый зазор, к которому прикладывалось напряжение $U = 150 \text{ кВ}$ в течение 13,5 тыс. импульсов при частоте повторения 50 Гц, подтвердил осуществимость данного метода извлечения золота из руд.

7.4. Использование СВЧ-энергии для переработки углей

7.4.1. Использование СВЧ-энергии для диспергирования и очистки угольного топлива

Итак, как было указано выше, перспективным направлением использования СВЧ-энергии в теплоэнергетике может стать обработка топлива перед его сжиганием. Например, ископаемые угли, используемые в традиционной энергетике для питания котельных установок тепловых электростанций, требуют значительных затрат дополнительной энергии для их подготовки перед сжиганием. Воспламенение и горение твёрдого топлива зависит от кинетики, при этом существенную роль играют кинетические константы реагирования, зависящие от сорта топлива и, в первую очередь, содержания летучих, а также величины поверхности реагирования, определяемой в основном размерами топливных частиц. Уменьшение размеров топливных частиц до $10 \div 40 \text{ мкм}$ позволяет в $5 \div 6$ раз увеличить выделение тепловой энергии в процессе реагирования. При этом выход летучих, определяющих тепловой режим воспламенения факела, происходит тем быстрее, чем меньше размер частиц топлива в потоке. Таким образом, использование факельного горения при сжигании измельченного угля существенно повышает эффективность котельных установок тепловых электростанций и городских теплоцентралей, обеспечивая максимально полное сжигание топлива при минимальном выбросе зольных остатков в атмосферу. Оценки показывают, что переход на мелкодисперсное твёрдое топливо сопровождается уменьшением эксплуа-

тационных затрат тепловой установки. Однако получение топлива с оптимальными средними размерами зёрен требует в свою очередь специальных энергозатрат, поэтому актуальной задачей в настоящее время является создание экономичных мельничных устройств мелкого помола.

На тепловых электростанциях для измельчения ископаемых углей до зёрен ~ 150 мкм используются шаровые мельницы, основанные на механическом силовом воздействии на куски угля металлическими шарами различного диаметра, перекачиваемыми во вращающейся металлической трубе. В мельницу подаются куски угля с характерным размером от десятка сантиметров в смеси с мелкой крошкой диаметром $5 \div 10$ мм, а образующаяся пыль уносится потоком горячего воздуха и выдувается через форсунки. Для перемола угля тратится определённая электрическая энергия, однако мельницы окупаются благодаря высокой эффективности факельного сжигания топлива. К недостаткам указанного способа размельчения относится наличие нижней границы эффективного размола частиц измельчаемого материала (~ 100 мкм), а также невозможность сепарации зольных и примесных частиц, составляющих до 12% от массы исходного материала, непосредственно в зоне размола угля.

В связи с этим автором [77] была высказана идея получения угольной пыли при облучении кусков угля СВЧ-энергией. Сущность такого процесса заключается в сверхбыстром нагреве воды, содержащейся в угле на уровне 12%, до температуры кипения, когда давление насыщенных паров в порах угля разрывает кусок на мелкие частицы (рис. 7.6). Угли относятся к классу несовершенных диэлектриков и чрезвычайно эффективно взаимодействуют с СВЧ-полем. Исследования диэлектрических характеристик ископаемых углей на частоте 2450 МГц, проведённые в МИФИ, показали, что относительная диэлектрическая проницаемость углей $\epsilon \approx 4$, а тангенс диэлектрических потерь $\text{tg} \delta \approx 0,05 \div 0,08$. Указанные параметры обуславливаются в основном влажностью угля, которая в зависимости от сорта угля составляет от 8 до 12%. Поглощаемая углём СВЧ-мощность распределяется примерно равномерно по объёму кусков, что и позволяет осуществить их быстрый нагрев, препятствующий снижению давления паров кипящей воды из-за их просачивания в окружающую среду через поры угля. Глубина скин-слоя в несовершенных диэлектриках $\delta = \lambda / (\pi \epsilon_1 \text{tg} \delta)$, и для антрацита на длине волны $\lambda = 12,24$ см она составит величину $\delta \approx 25$ см, превосходящую характерный размер кусков угля, поступающих на измельчение. Таким образом, облучение угля СВЧ-энергией действительно соответствует равномерно-объёмному

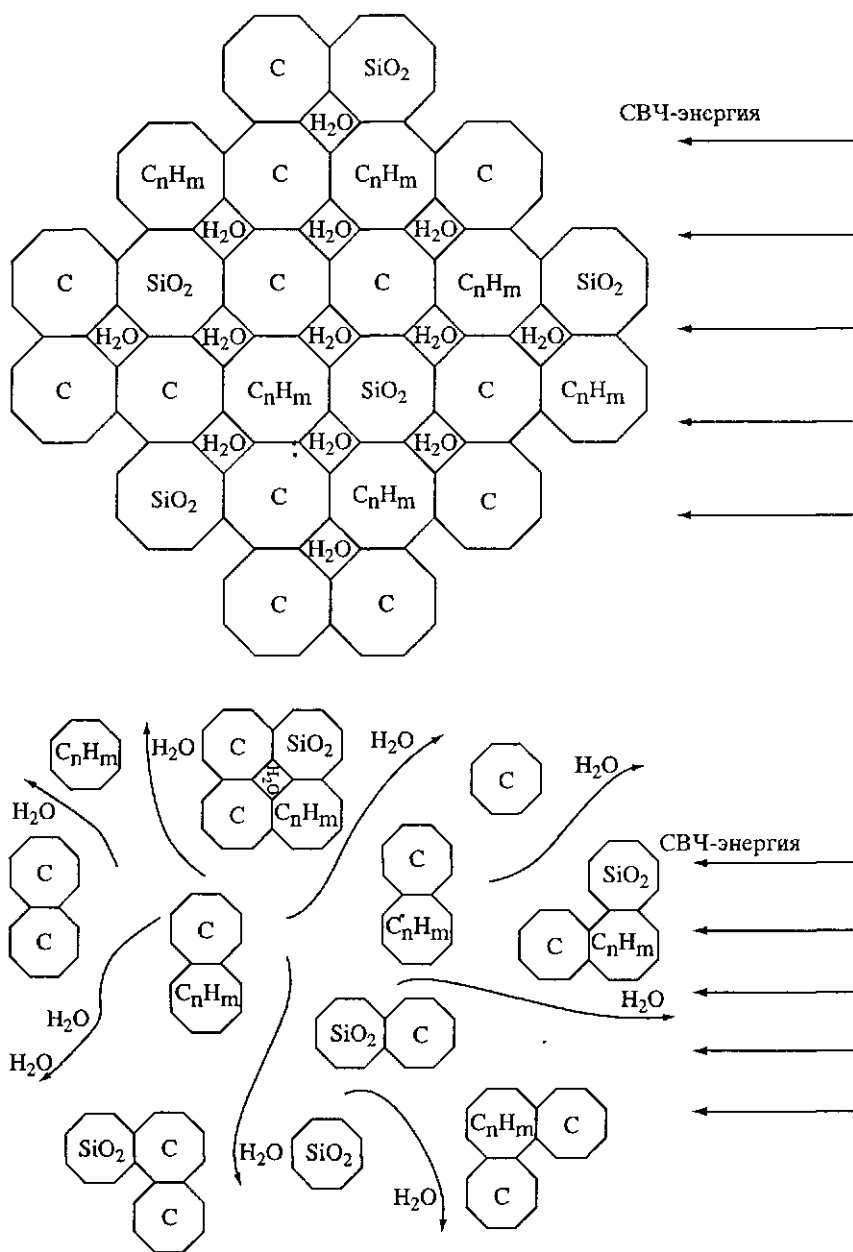


Рис. 7.6. Процесс измельчения угля:

C – углерод, SiO_2 – зола, C_nH_m – летучие, H_2O – вода, содержащаяся в порах угля

тепловыделению поглощаемой мощности. Конечную температуру нагревания угля можно оценить по давлению паров образующегося насыщенного пара, которое составляет 1 атм, 1,46 атм, 2,0 атм, 2,75 атм при температурах 100 °С, 110 °С, 120 °С, 130 °С соответственно. Процесс разрушения материала под действием давления паров воды хорошо известен и происходит при сушке древесины, которая растрескивается при избыточном давлении в порах 0,8÷1,0 атм.

Эффективная передача СВЧ-энергии несовершенному диэлектрику может быть осуществлена от резонаторной рабочей камеры, питаемой от магнетрона. Кпд передачи СВЧ-мощности углю, обладающему высокими диэлектрическими потерями, может составлять 80% при объёмном заполнении резонатора не более 0,3%. Потери СВЧ-мощности в несовершенном диэлектрике определяются напряжённостью электрического поля в его объёме. В опытной установке для измельчения углей использовался медный цилиндрический резонатор с колебаниями E_{010} -типа, имеющий отношение радиуса корпуса к его длине $R_0/L = 1$ и резонансную длину волны $\lambda_0 = 0,1224$ м. Питание резонатора осуществлялось от магнетрона М-105 с непрерывной мощностью $P_0 \approx 600$ Вт. Мощность ~500 Вт соответствует нагреванию на $\Delta T = 100$ °С количества угля $m = 3,8$ г/с объёмом образца $V = 2,8$ см³. В экспериментах по измельчению угля использовались угольные шайбы грубосферической формы объёмом $V_d \approx 2$ см³ с характерным радиусом $R \approx 0,78$ см и отношением $R/R_0 \geq 0,16$ [74]. Штыбы размещались конфигурно цилиндрической поверхности корпуса на фторопластовом держателе. Кпд передачи поступающей в медный резонатор СВЧ-мощности угольному штыбу составил 90%. Высокий кпд передачи СВЧ-мощности углю $\eta \geq 70\%$ сохраняется вплоть до коэффициента объёмного заполнения такого резонатора $V_d/V_p \geq 0,12\%$.

В производственных условиях необходимо использовать многоволновые резонаторы с перекрывающимися резонансными линиями, что позволит использовать для загрузки потоки угольных частиц различной формы.

Многочисленные эксперименты показали, что разрушение угольного образца наступает при достижении им температуры $T = 120 \div 125$ °С, что соответствует давлению паров воды 2÷2,4 атм. При этом время нагревания измельчаемого штыба не должно превышать $\tau_p = 1,5$ с, а его эффективное разрушение достигается при времени нагревания $\tau_p \leq 1$ с. Последнее обстоятельство, очевидно связано с частичной проницаемостью стенок пор угля для водяного пара. Микроскопические исследования полученной пыли показали, что характерные размеры пылинок

составляли ~ 10 мкм, причём пылинки меньшего размера соответствовали $\tau_p \leq 1$ с. Для быстрой замены обрабатываемого образца и для производства чистки рабочей камеры при разрушении образца в торцевой заглушке резонатора предусматривался запредельный для СВЧ-поля технологический канал ввода-вывода образца. Угольная пыль через технологический канал выдувалась вентилятором из рабочей камеры установки.

Самым важным результатом экспериментов являлось то, что из-за разных значений $\text{tg} \delta$ для угля и зольных примесей происходит диспергирование только угольной компоненты, что очень важно с точки зрения улучшения качества углей и очистки их от зольных и других примесей. Только использование СВЧ-энергии позволяет получить такой результат.

Возможное проведение очистки угля от зольных примесей в процессе СВЧ-измельчения создаёт реальную основу использования полученного ультрадисперсного угля для создания нехимическими методами не только аналога мазута, но и дешёвого аналога дизельного топлива.

Полученные результаты позволяют оценить энергетические характеристики реальной промышленной установки для мелко-дисперсного измельчения угольного топлива. Например, удобно использовать серийный отечественный СВЧ-генератор с мощностью $P_0 = 50$ кВт на частоте $915 \div 945$ МГц ($\lambda_0 = 37,76$ см) и резонаторную рабочую камеру с кпд $\eta = 80\%$. Возможная схема устройства такой установки показана на рис. 7.7а. Устройство содержит многоволновой высокодобротный цилиндрический резонатор 1, возбуждаемый на колебаниях $E_{\text{нпр}}$ -типа с помощью магнетрона непрерывного режима работы 2, диэлектрическую трубу 3 для подачи и транспортировки через резонатор кусков измельчаемого угля, размещённую в отрезках круглых волноводов 4 и 5, запредельных для СВЧ-поля. Пространство, в котором измельчается уголь, в оконечной своей части, когда уголь полностью взаимодействует с СВЧ-полем, обдувается потоком воздуха через трубу 6. Подхваченные потоком воздуха измельченные частицы угля выносятся из зоны помола через трубу 7 в установку, где происходит создание водоугольной эмульсии, а более крупные частицы зольных примесей выводятся из рабочей камеры через продолжение трубы 3. Необходимая скорость перемещения штыба по трубе 3 ввода и корпусу резонатора достигается наклоном их поверхностей на определённый угол относительно горизонтали.

При нагревании угля от $T_0 = 20^\circ\text{C}$ до $T = 125^\circ\text{C}$ такая установка обеспечивает производительность $\dot{m} = P_0 \eta / [c_p (T_1 - T_0)] =$

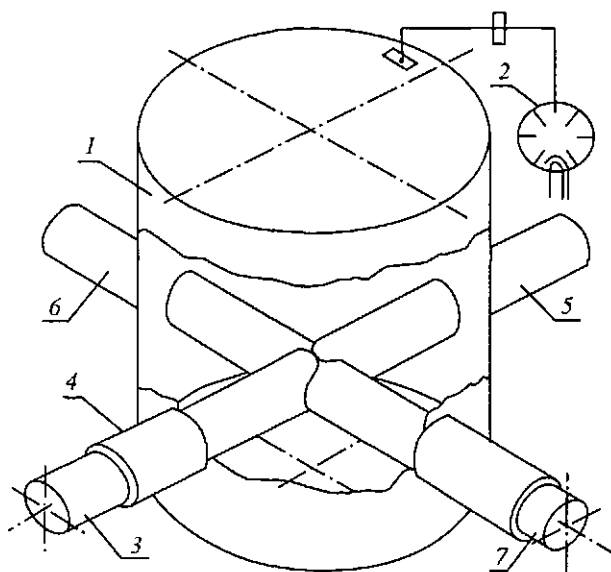


Рис. 7.7а. Схема СВЧ-установки для измельчения угольного топлива

$= 0,30 \text{ кг/с}$ или $1,08$ тонны угольной пыли в час, где $c_p = 1,3 \text{ кДж/кг} \cdot ^\circ\text{C}$ – теплоёмкость антрацита. Производительность традиционно используемых на ТЭС шаровых мельниц при мощности питания от сети 50 кВт , по крайней мере не превосходит указанной выше величины при втрое-четверо больших размерах пылевых частиц. Таким образом, СВЧ-метод измельчения является наиболее энергосберегающим при получении ультрадисперсного угля с размерами частиц, меньших $10\div 20 \text{ мкм}$. Кроме того, данный метод открывает новые возможности, связанные с очисткой от золы обрабатываемого угля в процессе измельчения.

Если изготовленную пыль всю использовать в котлоагрегате, тогда $1,08$ тонны угольной пыли в час соответствуют мощности топки котлоагрегата $P_k = \dot{m}C_t \approx 7 \text{ МВт}$, где $C_t = 22,8 \text{ МДж/кг}$ – теплотворная способность антрацита. При этом мощность СВЧ-генератора «от розетки», достигающая 83 кВт при кпд магнетрона 60% , составит $1,2\%$ от мощности топочного агрегата. Размельченный и очищенный от золы уголь возможно также использовать для изготовления топливной метанолюгольной смеси, перспективной для замены дизельного топлива.

7.4.2. Использование ультрадисперсного угля вместо мазута при сжигании низкокалорийного топлива

Как следует из приведённых выше результатов при использовании СВЧ можно диспергировать уголь, причём размеры частиц будут существенно меньше тех, которые нужны для обычного сжигания. Это свидетельствует о том, что такой ультрадисперсный уголь (УДУ) можно использовать для других целей – например, вместо мазута при сжигании низкокалорийных топлив. При этом достигаются сразу две задачи:

- 1) замена дорогого мазута,
- 2) использование сравнительно малого количества УДУ, поскольку для подсветки достаточно использовать 5÷10% такого топлива.

Рассмотрим вопрос более подробно с экономической точки зрения. По данным на 1996 год производилось 67 млн т мазута, а на подсветку тратилось мазута 5 млн т [127]. Если имеется ТЭЦ на 1 ГВт (эл.), то для обеспечения такой мощности необходимо сжигать определённое количество угля. Допустим, если сжигать низкокалорийный уголь ($C_t \sim 6000$ ккал/кг = $2,5 \cdot 10^7$ Дж/кг), то мощность $P = C_t \dot{m}$, а $\dot{m} = P / C_t = 3 \cdot 10^9 / 2,5 \cdot 10^7 = 120$ кг/с или $\dot{m} = 120$ кг/с $\times 3,6 \cdot 10^3 = 400$ т/ч = 3,2 млн т/год. Для подсветки необходимо использовать 5÷10% мазута или УДУ, т.е. 6÷12 кг/с УДУ или 4÷8 кг/с мазута, поскольку C_t мазута в 1,5 раза больше.

Для распыления угля с помощью СВЧ необходимо затратить определённую мощность $P = c_p \dot{m} \Delta T$. Если $c_p \sim 1,3 \cdot 10^3$ Дж/кг, $\Delta T \sim 100$, то $P = c_p \dot{m} 100 = 1,3 \cdot 10^5 \dot{m}$. Отсюда следует, что для распыления 1 т/ч ($\dot{m} = 0,3$ кг/с) необходимо затратить $P_{свч} = 40$ кВт. Фактически с изменением сорта углей эта величина изменяется от 40 до 50 кВт на распыление 1 т в час. Если для подсветки хватает 5÷10% УДУ, то это означает, что тепловая мощность такой станции равна

$$P = C_t \dot{m} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг} \cdot (6 \div 3) \text{ кг/с} = (15 \div 7,5) \cdot 10^7 \text{ Дж/с} = 150 \div 75 \text{ МВт (тепл.)}$$

Если электроэнергии будет в три раза меньше ~50÷25 МВт, то мощность СВЧ для распыления составляет $\eta = (40 \div 50) \times 10^3 / (50 \div 25) \cdot 10^6 = 0,1 \div 0,2\%$ от электрической мощности (~0,03 ÷ ÷ 0,06 от тепловой) ТЭЦ. Для низкокалорийных углей эта величина увеличивается до 0,5%. Тем не менее, если $P = 3 \cdot 10^9$ Вт,

Сравнение подсветки мазутом и УДУ

Расходы при подсветке мазутом	Расходы при подсветке УДУ
Стоимость топлива	
1. Стоимость мазута для подсветки	1. Стоимость угля
2. Стоимость мазута для подогрева	2. Стоимость электроэнергии для питания СВЧ-генератора
Стоимость капитальных затрат	
1. Стоимость подогревателей	1. Стоимость СВЧ-генераторов
2. Стоимость насосов	2. Стоимость камеры сжигания
3. Стоимость резервуаров для хранения	3. Стоимость магнетронов с учётом срока их работы
4. Стоимость мазутопроводов	
Стоимость эксплуатации	
Стоимость эксплуатации всех узлов мазутохозяйства	Стоимость эксплуатации СВЧ-установок

то $P_{\text{свч}} = 3 \cdot 10^9 \cdot 0,3 \cdot 10^{-3} = 900 \div 1000$ кВт. Это достаточно большая мощность, поэтому в качестве проекта целесообразно рассмотреть ТЭЦ на значительно меньшую мощность. Тем не менее, эта полученная величина интересна вот с какой точки зрения. Если коэффициент полезного действия η СВЧ-генераторов $\sim 0,8 \div 0,7$, то для получения такой мощности необходимо использовать электрическую мощность $1,25 \div 1,4$ МВт ($3,75 \div 4,2$ МВт тепловой). Например, для казанской ТЭЦ-2, где для подсветки используется мазут, только для подогрева мазута расходуется $4,4$ МВт тепловой мощности. (Из $P = C_p \dot{m}$ следует, что на подогрев расходуется $\dot{m} = 4,4 \cdot 10^6 / 4 \cdot 10^7$ кг/с $\approx 0,1$ кг/с или $0,1 \cdot 3,6 \cdot 10^3 \cdot 8 \cdot 10^3$ кг/год $= 2,88$ тыс. т мазута/год) [77].

Это означает, что в таких ТЭЦ не только сжигается дорогостоящий мазут, но и на его подогрев расходуется мощность, большая той, которая необходима для получения УДУ СВЧ-методами. По-видимому, сначала необходимо рассмотреть сооружение ТЭЦ на основе СВЧ-генератора на 50 кВт. Как было показано, с его помощью можно распылить $0,3$ кг/с или 1 т/ч. Такая ТЭЦ будет сжигать $10 \div 20$ т/ч, т.е. её мощность $P = C_p \dot{m} = 2,5 \cdot 10^7 \cdot (3 \div 6)$ кг/с $= 75 \div 150$ МВт, т.е. доля СВЧ составляет $\eta_r = (0,6 \div 0,3) \cdot 10^{-3}$ и по электрической энергии $\eta_s = 3 \cdot (0,6 \div 0,3) \cdot 10^{-3} = 0,1 \div 0,2\%$.

Проведём сравнение экономических показателей при подсветке мазутом и ультрадисперсным углем (табл. 7.1).

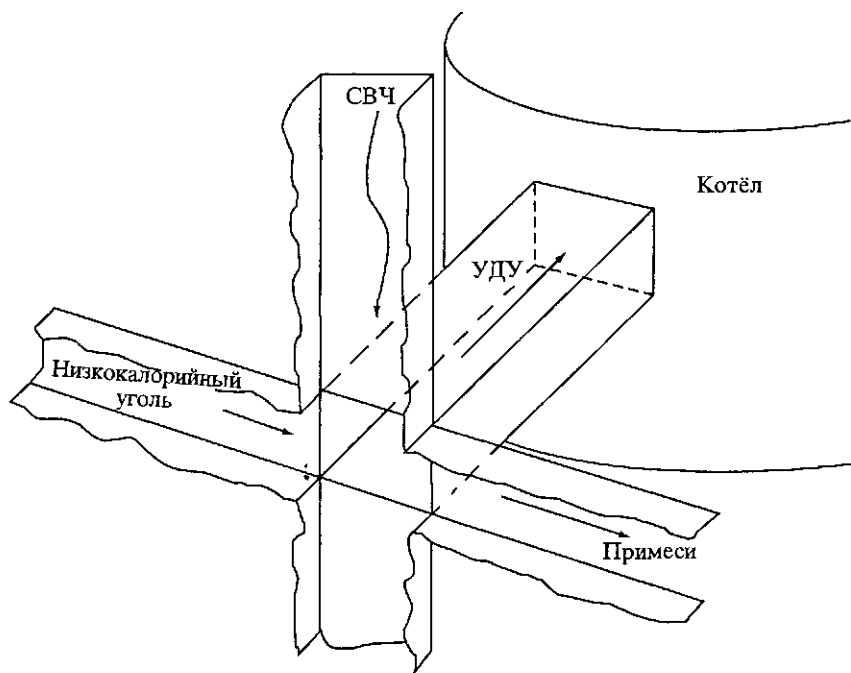


Рис. 7.76. Схема получения и сжигания измельчённого угольного топлива

Итак, пусть на станции сжигается $400 \text{ т/ч} = 400 \cdot 8 \times 10^3 \text{ т/год} = 3200 \text{ тыс. т/год}$. С учётом того, что для подсветки надо использовать 5% мазута и что его C_r в 1,5 раза больше, чем угля, мазута надо сжечь $3200 \cdot 0,05/1,5 \text{ тыс. т/год} = 100 \text{ тыс. т/год}$. Далее проведём расчёт на начало 2003 г. Цена тонны мазута больше 2000 руб./т. Тогда цена мазута, который надо сжечь в течение года для подсветки равна $100 \text{ тыс. т} \times 2 \text{ тыс. руб.} = 200 \text{ млн руб.}$

УДУ надо сжечь $3200 \text{ тыс. т/год} \times 5 \cdot 10^{-2} = 160 \text{ тыс. т/год}$ (6 кг/с). Если цена угля $\sim 0,5 \text{ тыс. руб./т}$, то полная цена УДУ $500 \cdot 160 \text{ тыс.} = 80 \text{ млн руб./год}$. Стоимость электроэнергии для СВЧ-генератора мощностью 1 МВт за 1 год составляет $(70 \text{ коп./кВт} \cdot \text{ч}) \times 10^3 \text{ кВт} \cdot 8 \text{ тыс. ч} \times 0,7 \text{ руб./кВт} \cdot \text{ч} = 5,6 \text{ млн руб./год}$, т.е. стоимость электроэнергии составляет $\sim 7\%$ от стоимости УДУ. Значит, при использовании для подсветки УДУ стоимость топлива вместе со стоимостью электроэнергии будет примерно в 2,3 раза меньше (в $200/(80 + 5,6) \sim 2,3$ раза). Капитальные затраты на сооружение мазутохозяйства можно сравнить со стоимостью СВЧ-генератора, но можно это

Наиболее важные данные некоторых проектов ТЭЦ

Параметр	Большая ТЭЦ	Малая ТЭЦ
Мощность тепловая	$P_T = 3 \text{ ГВт}$	$P_T = 150 \text{ МВт}$
Мощность электрическая	$P_{эл} = 1 \text{ ГВт}$	$P_{эл} = 50 \text{ МВт}$
Расход угля m	$m = 120 \text{ кг/с} = 400 \text{ т/ч} =$ $= 3,2 \text{ млн т/год}$	$m = 6 \text{ кг/с} = 20 \text{ т/ч} =$ $= 160 \text{ тыс. т/год}$
Стоимость угля (500 руб. тонна)	1600 млн руб./год	80 млн руб./год
Стоимость мазута для подсветки (2000 руб./т)	200 млн руб./год	10 млн руб./год
Стоимость УДУ для подсветки (5%)	80 млн руб./год	4 млн руб./год
Необходимая для подсветки СВЧ-мощность (50 кВт · ч/т)	$P_{свч} = 1 \text{ МВт}$	$P_{свч} = 50 \text{ кВт}$
Стоимость СВЧ-генератора (1000 \$/кВт)	1 млн \$ = 30 млн руб.	50 тыс. \$ = 1,5 млн руб.
Отношение стоимости СВЧ-генератора к стоимости сжигаемого угля	2%	2%

сделать и по-другому. Установленная стоимость СВЧ-энергии ~1000 \$/кВт. Поэтому на покупку СВЧ-генератора мощностью 1 МВт необходимо затратить 1 млн \$ или 30 млн руб. Если это прибавить к стоимости измельченного угля и стоимости электро-энергии, то получим $200/(80 + 30 + 5,6) \approx 1,72$, т.е. замена мазута на УДУ окупается меньше чем через год при условии исключения затрат на изготовление маслохозяйства. С каждого следующего года эксплуатации будет получаться экономия на уровне 100 млн руб./год [77].

Схема может быть аналогичной приведённой на рис. 7.7 б. В этом случае возможно из низкокалорийных углей получать УДУ хорошего качества. Особенно важно это может быть при УДУ для газификации углей, поскольку при таком методе ввода полученного газа резко уменьшается количество раковин на лопатках ГТУ из-за отсутствия в газе крупных зольных примесей.

Наиболее важные данные некоторых проектов, о которых говорилось выше, приведены в табл. 7.2.

7.4.3. Использование смесей на основе ультрадисперсного угля для замены дизельного топлива

В последнее время большое внимание созданию дизельного угольного топлива уделяет фирма General Electric Transportation Systems [187]. Авторы справедливо считают, что ресурсы нефти заканчиваются, поскольку спрос на топливо увеличивается в связи с непрерывным приростом населения и технологическим ростом во всех странах. В результате альтернативное топливо будет необходимо для нужд мировой энергетики. Очевидно, что таким топливом может явиться каменный уголь, который является достаточно распространённым во всём мире.

С этой целью фирма приступила к разработке дизельного топлива на угле. Проблема состоит в постройке современного мощного локомотива на угле, который был бы технически реализуем и экономически привлекателен.

Предполагается в 3 этапа создать опытный локомотив начиная с использования существующего локомотива GE Dush 8. Первый этап предполагает использование маломощного автомобиля для транспортировки бензобака с водоугольной смесью (ВУС), чтобы сделать возможным быстрые опытные измерения. На локомотиве второго этапа предполагается изготовление топливного бака и установка его на локомотив, чтобы создать возможность его функционирования на коммерческой основе. На третьем этапе локомотив проедет около 10 футов, чтобы испытать выхлопную систему. Этот локомотив может быть установлен на обычном поезде. Чтобы доказать, что жидкий уголь может являться топливом дизельного локомотива, конструкция локомотива разрабатывалась с учётом экономического анализа. Он представляет собой модифицированный GE Dush 8, шестисосновый локомотив с микропроцессорным управлением мощностью 4000 л.с.

Выбор двигателя и топлива очень взаимосвязаны. Дизельные двигатели обычно требуют чистого, с высокой теплотворной способностью, легко воспламеняемого топлива. По мнению авторов, в пределах текущего диапазона цен на нефть, водоугольная суспензия (ВУС) может явиться угольным топливом, имеющим очень хорошие экономические показатели. Американские компании Otisca Inc. (Syracuse, NY) и Amax Research (Golden, CO) разработали процессы производства ВУС с менее чем однопроцентным содержанием золы и серы. Фирма верит, что среднескоростные, высокомошные дизельные двигатели могут быть разработаны для сжигания топлива с той же эффек-

тивностью и надёжностью, как действующие двигатели на нефтяном аналоге.

Были выбраны угли из основных углей разных областей США, включая западные подбитумные, западные битумные и восточные битумные угли.

Процесс очистки включает как физические так и химические процессы. Диапазон топливных свойств оценивается с учётом их влияния на экономику и функционирование машин. Размер топливной частицы оценивается с учётом его влияния на вязкость и стабильность топлива. Планируется, что деятельность в этой области приведёт в дальнейшем к созданию ВУС, пригодной для дизельного двигателя на жидком угольном топливе. По мнению авторов размер частиц должен составлять около 5 мкм.

Система горения разрабатывается так, чтобы обслуживать двигатель начиная с пуска до полной загрузки. Разработка оборудования для инжекции топлива началась с приспособления стандартного оборудования для ВУС. Разрабатывается также улучшенная система инжекции, которая использует электронный аккумулятор, чтобы позволить давлению инжекции меняться независимо от скорости двигателя.

Термодинамическое моделирование позволит оценивать такие параметры двигателя, как, например, коэффициент сжатия, тепловые потери, синхронизация клапана, впускная температура и давление.

Предполагается уделить большое внимание и определению долговечности таких двигателей. Уделяется большое внимание материалам деталей, наиболее подверженных износу. Они включают поршневые кольца, внутренние поверхности цилиндров, компоненты системы инжекции топлива и клапаны выхлопа. После предварительного покрытия основных частей износостойчивыми материалами, будет проведено тестирование полноразмерного дизельного двигателя на ВУС топливе при средней скорости. Планируется нанести алмазное покрытие на топливные форсунки для обеспечения коммерчески приемлемого срока службы деталей.

Предполагается, что управление системой инжекции топлива и систем горения должно удовлетворять следующим техническим требованиям:

- обеспечить малое количество основного топлива (приблизительно 6% от энергии полной загрузки) при высокой загрузке топливом ВУС без нестабильности инжекции и обратного газового потока в цилиндре;
- быть способным поставлять и сжигать большое количество дизельного топлива (вплоть до 40% от энергии полной загрузки)

за цикл инъекции) для загрузки, когда топливо ВУС не должно использоваться;

– обеспечить равномерную подачу большого количества дизельного топлива, необходимого для машинного пуска (55% от энергии полной загрузки за цикл);

– вышеуказанные поставки топлива должны быть близки к оптимальным для каждого случая.

Такой метод позволяет оценить эффективность водоугольной суспензии за счёт поддержания устойчивого горения обычного дизельного топлива. По мере освоения горения ВУС её часть можно увеличить до 75%.

Важной проблемой является контроль выхлопа газов. Выхлоп дизельного двигателя на топливе из жидкого угля должен быть приемлемым для окружающей среды. Система контроля выхлопа будет построена так, чтобы она соответствовала железнодорожной практике.

Предварительные исследования показали, что газообразные выхлопы обычного дизеля и выхлопы дизельного двигателя на угольном топливе имеют те же компоненты, но с другими пропорциями. Сжигая топливо ВУС с 1% золы и 0,7% серы, двигатель на угольном топливе выделяет приблизительно на 6 г/л.с. · час меньше NO_x , на 3 г/л.с. · час меньше SO_2 , и на 3 г/л.с. · час больше частиц. При этом число твёрдых частиц в двигателе на ВУС приблизительно в 10 раз больше по сравнению с числом частиц в двигателе на нефтяном топливе. Уровень SO_2 соответствует стандарту для котлов, сжигающих уголь с высоким содержанием серы. Дизельный двигатель на угольном топливе потребует применения системы контроля числа частиц. Возможно, также потребуются система контроля SO_2 в зависимости от уровня серы в топливе ВУС. Улучшение системы очистки выхлопов газов возможно на основе износостойчивого, компактного устройства с небольшим снижением давления.

Сейчас в США создана программа «Технологии чистого угля», в которой участвуют большое количество организаций и значительное место уделяется технологии создания дизельного топлива на основе водоугольных смесей.

Самой важной проблемой является очистка углей от зольных примесей. В США наиболее распространена следующая технология очистки углей. Уголь просеивается и подаётся в вибрирующий реактор с кипящим слоем, где поверхностная влага испаряется под влиянием горячего газа горения. После этого уголь направляется в другой реактор, где он нагревается до температуры в 300 °С. Этой температуры достаточно для удаления из углей связанной воды, карбоксильных групп и летучих серных компо-

нент. Сжатие частиц приводит к их разрушению и освобождению содержащихся в них зольных включений. После этого уголь охлаждается в инертном газе до температуры 50 °С. Охлажденный уголь сортируется по размеру и отправляется в стратификатор, где воздушный поток и вибрация производят сепарацию угля и отделение от него зольных и других примесей. После этого более крупные фракции направляются в сепаратор с кипящим слоем для дополнительного удаления золы.

Как следует из изложенного, технология очистки довольно сложна и поэтому стоимость такой водоугольной смеси составляет $3,1 \text{ \$}/\text{МВт} \cdot \text{ч} = 0,09 \text{ \$}/\text{кг}$ у.т. на 2000 год, что только в два раза меньше стоимости дизельного топлива. Из сказанного следует, что уже при такой технологии очистки замена дизельного топлива на водоугольную смесь экономически выгодна.

Ситуация меняется существенным образом, если использовать СВЧ-технологию для измельчения угля и очистки его от зольных примесей. Если использовать СВЧ-технологию, то без учёта затрат на СВЧ-генератор цена 1 т угля составит 1000 руб./т. у.т. ($0,033 \text{ \$}/\text{кг}$ у.т.). Это означает, что такая водоугольная суспензия будет примерно в три раза дешевле аналога, изготовленного по американской технологии. Нами были проведены экономические расчёты с учётом стоимости СВЧ-генератора на примере генератора на 50 кВт. Показано, что стоимость СВЧ-генератора не приводит к существенному удорожанию водоугольной смеси и все расходы окупаются за время меньше одного года.

Необходимо заметить, что рассмотренная выше водоугольная смесь не может полностью заменить дизельное топливо. Она может лучше сжигаться только будучи спиртоугольной (этанол- или метанол-угольной) смесью или смешанной в определённой пропорции с обычным дизельным топливом. К настоящему времени решена проблема получения дешёвого метанола и этанола, но остаётся проблема поджига такой смеси (например, температура воспламенения метанола составляет 450 °С, в то время как дизельного топлива – 350 °С). Известно, что температура воспламенения угля примерно 500 °С, и поэтому ясно, что на основе смеси обычного угля и метанола невозможно получить смесь с температурой поджига 350 °С. Однако ситуация существенно изменяется, если использовать смесь на основе ультрадисперсного угля. В этом случае, как следует из рис. 4.21, имеет место внутрикинетический режим горения, который начинается при существенно меньшей температуре. Всё это даёт основание надеяться, что такая смесь будет иметь все характеристики, близкие к характеристикам обычного дизельного топлива.

Таким образом, из изложенного следует, что современная наука и техника позволяют решить проблему, над которой работали несколько поколений учёных, – создать для дизельных двигателей дешёвое топливо из угля, и что СВЧ-технология является наиболее перспективным методом решения этой проблемы.

7.5. Влияние мощных СВЧ-импульсов на физико-химические свойства металлов

Развитие СВЧ-энергетики убедительно свидетельствует о том, что создание источников электромагнитного излучения, обладающих недостижимым ранее уровнем мощности, всякий раз открывало новые возможности для различных направлений науки и техники. Достижения существующей уже порядка 20 лет самостоятельной ветви СВЧ-электроники – релятивистской высокочастотной электроники служат тому убедительным доказательством [195].

Выход на уровни мощности примерно $10^8 \div 10^{10}$ Вт в короткоимпульсном режиме ($10^{-8} \div 10^{-7}$ с) работы уже позволил рассматривать возможности практического использования релятивистских генераторов в экспериментах по локации [174], нагреву плазмы, для накачки газовых лазеров. В [50] было показано, что мощные СВЧ-импульсы могут быть использованы в технологических целях. Так, возникающие при мощном СВЧ-воздействии механические напряжения на границе раздела двух сред с разными электрофизическими свойствами могут быть использованы для очистки механических поверхностей от слабопроводящих покрытий и окислов.

Можно предположить, что мощные СВЧ-колебания наносекундной длительности могут приводить к изменению микроструктуры металлических материалов и их физико-химических свойств.

Рассмотрим экспериментальные результаты по исследованию дефектной структуры меди при таком воздействии [68, 213].

В [68] в качестве объекта исследования была выбрана полукристаллическая медь. Образцы для исследования готовились по следующей схеме. Слиток меди был получен плавкой в вакууме из вакуумной меди. Из слитка был откован прямоугольный прут, из которого на электроискровом станке были вырезаны квадратные пластинки площадью $1,5 \text{ см}^2$ и толщиной $300 \div 350$ мкм. После механической шлифовки из этих пластин с помощью специального штампа вырубались диски диаметром 3,2 мм. Поверхность выбитых дисков выравнивалась механически, после чего все диски полировались электролитически для

удаления наклёпанного поверхностного слоя. Путём электролитической полировки с каждой стороны диска удалялся слой толщиной не менее 20 мкм. Затем проводился рекристаллизационный отжиг дисков в атмосфере аргона при температуре 1123 К в течение 9 ч. Средний размер зерна отожжённых дисков меди оказался равным 460 мкм, а предел текучести 85 МПа. После отжига образцы вновь полировались электролитически и затем подвергались СВЧ-воздействию.

СВЧ-излучение формировалось с помощью генератора на триоде с виртуальным катодом, описанным в гл. 10. Питание триода осуществлялось от генератора импульсного напряжения с $U = 200$ кВ и током анодной цепи $10 \div 12$ кА. При этом генератор обеспечивал следующие параметры: частота излучения $2850 \div 3150$ МГц, длительность импульса $250 \div 350$ нс. Воздействие на образец осуществлялось однократными импульсами через $30 \div 40$ с с общим числом облучающих импульсов $N = 100$. Плотность потока мощности излучения в месте установки образцов в этом эксперименте составила $2 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Тонкие фольги для электронно-микроскопических исследований, которые проводились на ускоряющем напряжении 125 кВ, готовились методом электролитической импульсно-периодической полировки на приборе «Микрон».

В исходном состоянии поликристаллические образцы меди имели низкую плотность дислокации ($0,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$), расположенных хаотически. Дальнодействующие поля напряжений в материале отсутствовали. Воздействие СВЧ-излучения приводит к генерации дислокаций и формированию разнообразных дислокационных структур в меди. В порядке убывания плотности дислокаций в меди формируются следующие дислокационные структуры (рис. 7.8): полосовая, ячеистосетчатая с разориентировками и сетчатая без разориентировок. Классификация дислокационных структур, наблюдаемых в деформированных металлах и сплавах, приведена в [98]. С увеличением расстояния от облучаемой поверхности меди объёмные доли полосовой и ячеистосетчатой структур убывают. При этом за пределами расчётного скин-слоя остаётся в основном сетчатая структура, которая постепенно переходит в хаотическую. На рис. 7.9 приведены зависимости средней плотности дислокаций, плотности дислокаций в наблюдаемых структурах, от расстояния до облучаемой поверхности меди, а также указана расчётная толщина скин-слоя. Оказалось, что скалярная плотность дислокаций максимальна у поверхности и убывает с удалением от нее. Максимальная плотность дислокаций составляет $2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Наиболее резкое уменьшение скалярной плотности дислокации



Рис. 7.8. Электронно-микроскопические фотографии дислокационных структур в меди после СВЧ-воздействия: полосовая структура (а), ячеистосетчатая структура (б), сетчатая структура (в), хаотическое распределение дислокации (г). Расстояния до облученной поверхности: 0,4 мкм (а), 0,7 мкм (б), 1,5 мкм (в, г)



Рис. 7.8. Продолжение

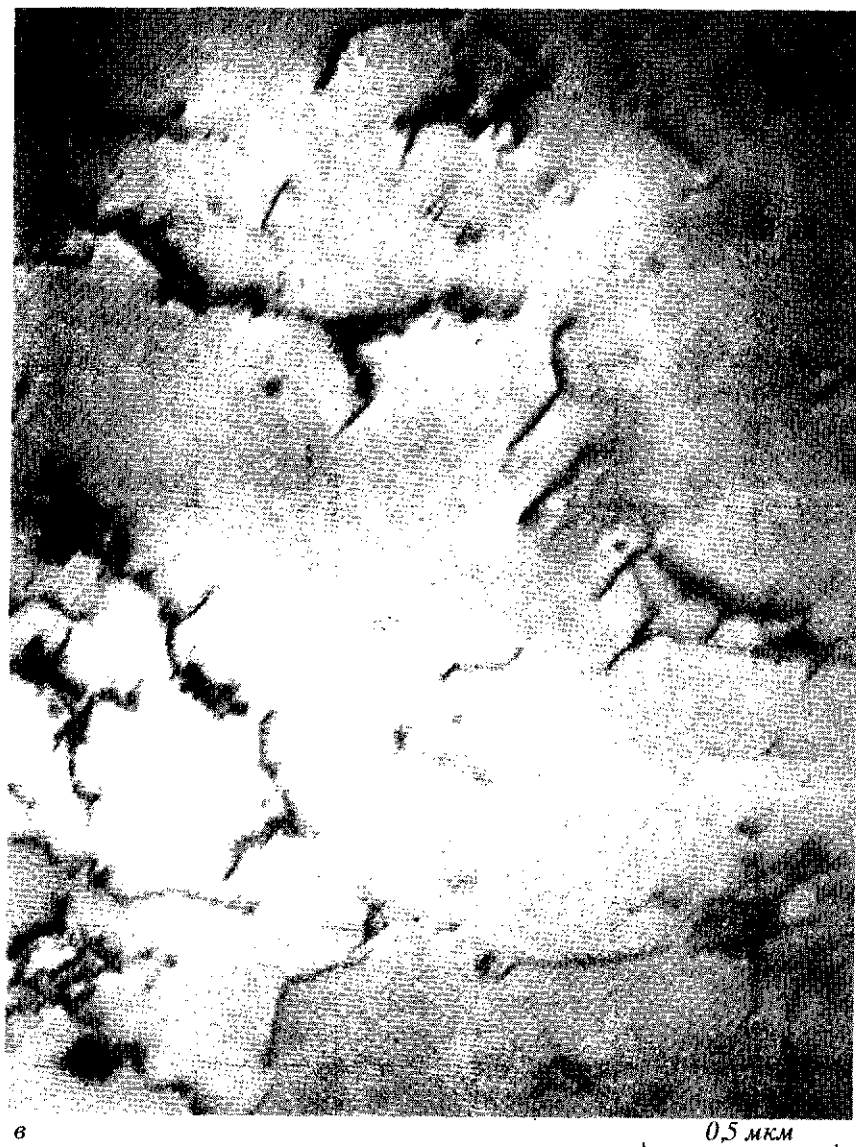


Рис. 7.8. Продолжение



2

Рис. 7.8. Окончание

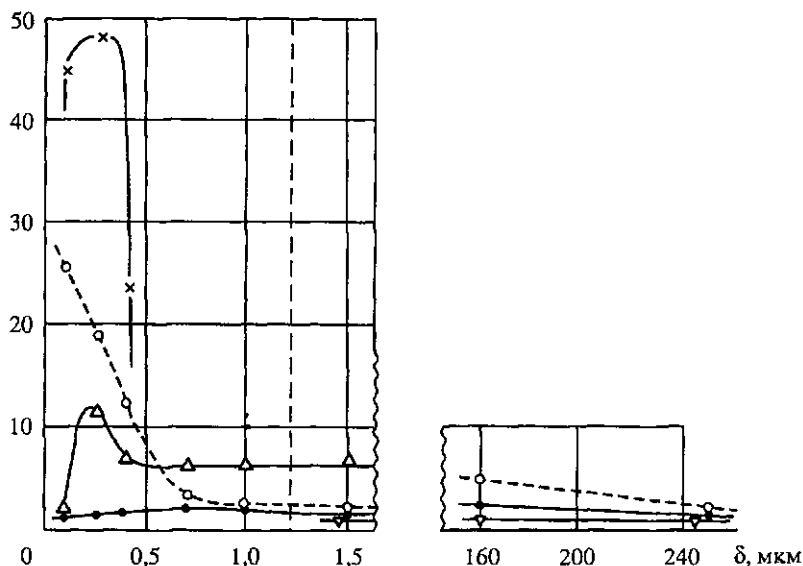
$\rho_d \cdot 10^{-10}, \text{ см}^{-2}$


Рис. 7.9. Средняя плотность дислокаций (кривая с крестиками) и плотность дислокаций в наблюдаемых структурах в зависимости от расстояния до облученной поверхности меди: штриховая кривая – полосовая структура; кривая с треугольниками (слева) – ячеисто-сетчатая структура; кривые с черными кружками (слева и справа) – сетчатая структура; нижняя кривая справа – хаотическое распределение дислокации; вертикальная штриховая линия – расчётная граница скин-слоя

наблюдается в слое толщиной 0,4 мкм, при этом расчётная толщина скин-слоя в меди для СВЧ-излучения с указанными параметрами равна 1,15 мкм.

Поведение плотности дислокаций с изменением расстояния от поверхности в наблюдаемых структурах несколько сложнее. Так, плотности дислокаций в полосовой и ячеисто-сетчатой структурах максимальны на расстоянии 0,25 мкм и затем убывают. В случае сетчатой и хаотической структур плотность дислокаций меняется слабо. Следует подчеркнуть, что отличие полосовой структуры от ячеисто-сетчатой с разориентировками заключается в наличии дискретных разориентировок (см. рис. 7.8, а, б) и указывает на перестройку дислокационной структуры в ходе её формирования. При этом на одной и той же глубине от поверхности можно наблюдать различные типы структур с резко отличающимися значениями плотности дислокаций, что свидетельствует о значительной неоднородности формирующейся дислокационной структуры. С удалением от по-

верхности за пределами скин-слоя такая неоднородность уменьшается. Таким образом, максимальная степень генерации дислокаций имеет место во внешней половине скин-слоя. Дислокации во внутренней половине скин-слоя и за его пределами появляются, по-видимому, благодаря скольжению их из внешней половины скин-слоя под действием высокого уровня напряжений, оценки величины которых приведены ниже.

Как показал анализ, дислокационные структуры во внешней половине скин-слоя поляризованы. Это означает, что в локальных местах число дислокаций разного знака различно. Наличие избыточной плотности дислокаций одного знака является следствием больших полей напряжений, возникающих в ходе обработки материала СВЧ-излучением. В последующем эти напряжения частично сохраняются из-за наличия избыточной плотности дислокаций. С использованием методики [98] были измерены средние значения избыточной плотности дислокации одного знака и амплитуды дальнедействующих полей напряжений. Зависимости указанных величин от расстояния до поверхности облучаемых образцов приведены на рис. 7.10. Избыточная плотность дислокации исчезает вблизи расчётной границы скин-слоя, а максимум приходится на расстояние 0,25 мкм от поверхности. Амплитуда дальнедействующих полей напряжений имеет максимум на таком же расстоянии.

Формирование дефектной структуры при воздействии импульсного электромагнитного излучения СВЧ-диапазона обнаружено впервые. Обычно подобные дислокационные структуры формируются в процессе пластической деформации. Естественно сопоставить дислокационные структуры деформационного происхождения в исследуемых медных поликристаллах с дислокационной структурой, обремененной электромагнитному воздействию. Подобное сопоставление показывает, что структуры, формирующиеся при деформации, носят более релаксированный характер. Ячеистая структура оказывается более чётко выраженной при пластической деформации, тогда как при СВЧ-воздействии наблюдается ячеисто-сетчатая структура. Высокоэнергетическая полосовая структура при деформации не возникает вообще, вместо неё возникает низкоэнергетическая фрагментированная структура. Скалярная плотность дислокации и дальнедействующие поля напряжений также ниже при пластической деформации.

Таким образом, обнаружено новое явление: генерация дислокаций и формирование дефектной структуры под воздействием мощного импульсного электромагнитного излучения СВЧ-диапазона. Формирование дефектной структуры происходит в тон-

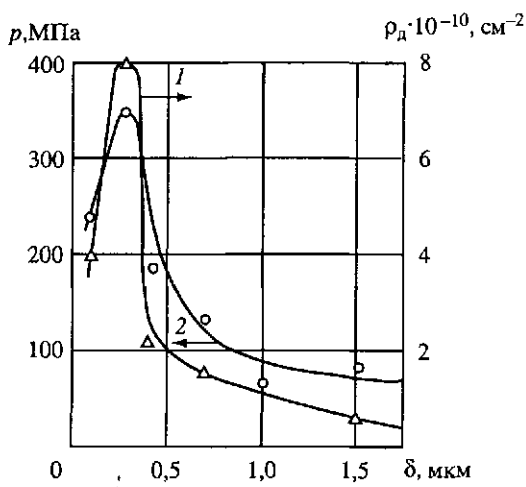


Рис. 7.10. Зависимости среднего значения избыточной плотности дислокации одного знака (1) и средней амплитуды дальнедействующих полей напряжения (2) от расстояния до облучённой поверхности меди

ком приповерхностном слое, толщина которого не превышает расчётной величины скин-слоя. При этом генерируются значительные напряжения приблизительно $200 \div 300$ МПа, что существенно выше предела текучести исследуемого материала. Под действием таких напряжений в облучаемой меди возможна пластическая деформация в интервале $10 \div 50\%$. Под воздействием напряжений образующиеся в приповерхностном слое дислокации уходят в более глубокие слои материала, по крайней мере, на расстояние, не превышающее среднего размера зерна. Характер возникающей дислокационной структуры свидетельствует о её неравновесности. Такие структуры возникают лишь при ударных нагрузках. Следует ожидать, что уменьшение длительности импульсов СВЧ-излучения и увеличения мощности излучения будет сопровождаться усилением наблюдаемого эффекта. Необходимо отметить, что результаты воздействия импульсного мощного СВЧ-излучения на металлы аналогичны тем, которые возникают при облучении металлических материалов пучками заряженных частиц [183]. Однако по сравнению с электронными пучками СВЧ-воздействие выгодно отличается большей плотностью поглощаемой энергии, а по сравнению с ионными пучками – возможностью проведения экспериментов в открытом пространстве при атмосферном давлении и отсутствии после обработки микрократеров, которые оказывают существенное отрицательное влияние на многие характеристики

облучённых материалов, в первую очередь на их коррозионную стойкость.

Как следует из изложенного, мощные СВЧ-колебания сильно изменяют число дислокаций в поверхностном слое. Это может происходить только в том случае, когда значительная доля падающей энергии поглощается в металле, что противоречит и формуле (2.22), и другим общеизвестным фактам о практически полном отражении СВЧ-колебаний от металлических поверхностей. Всё это свидетельствует о том, что на высоком уровне мощности, по-видимому, процесс поглощения и отражения СВЧ-колебаний от сред с большой проводимостью происходит по-другому, чем на малом и среднем уровнях мощности, где имеется полное соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Попытаемся дать физически правильную интерпретацию наблюдаемых явлений.

Поскольку законы преломления и отражения электромагнитных волн зависят от свойств среды, изменение этих законов возможно только в том случае, если под действием мощного СВЧ-излучения меняются свойства среды. Рассмотрим, в результате чего может это произойти.

Как следует из условия Шукина–Леонтовича, электрические компоненты СВЧ-волны на поверхности металла малы, поскольку $\xi \sim 10^{-2}$ Ом. Это означает, что даже если на поверхность падает СВЧ-волна большой напряжённости, то внутрь металла на глубину скин-слоя проникает только слабое электрическое поле, которое не может вызвать никаких существенных изменений.

В отличие от этого магнитное поле на поверхности металла велико, и оно проходит в металл. Поэтому, если в металле происходит изменение свойств, то это является следствием влияния на эти свойства магнитных компонент СВЧ-волны.

Как известно, сильное магнитное поле может оказывать существенное влияние на характер движения электронов. Возможно несколько критериев, позволяющих определить влияние полей на свойства материалов. Самым сильным является критерий [117]

$$r_{\text{Л}} \ll l_s, \quad (7.17)$$

где $r_{\text{Л}} = v_F / \omega_{\text{Л}} = mc^2 \beta_F / (eH)$ – ларморовский радиус, а l_s – длина свободного пробега электрона в металле. Из этой формулы следует, что при достаточно сильном магнитном поле, достижимом при современной технике, для металлов со сравнительно малыми фермиевскими скоростями v_F в области низких температур это неравенство может выполняться.

При выполнении этого условия металл в направлениях, перпендикулярных магнитному полю, ведёт себя как диэлектрик. Это интересное физическое явление имеет ту же природу, что и явление магнитной изоляции в разработке сильноточных ионных ускорителей: и в том, и в другом случае уменьшение электропроводности связано с движением электронов по окружностям малых радиусов, что приводит к резкому уменьшению их поступательного движения, а значит, и проводимости среды.

Всё изложенное относится к случаю постоянного магнитного поля. Если же мы хотим понять, как изменяется проводимость металлов под действием магнитной компоненты высокочастотного поля, то все рассмотренные выше оценки будут справедливы только в том случае, если глубина скин-слоя сравнима с ларморовским радиусом: $\delta \sim r_L$. Нетрудно подсчитать, что для таких металлов и сплавов, как железо и сталь, в диапазоне длин волн $10 \div 30$ см приведенное неравенство будет выполняться. Поэтому можно надеяться, что не только постоянное магнитное поле, но и магнитная компонента мощного СВЧ-поля может привести к увеличению сопротивления и, как следствие, к уменьшению отражённой и увеличению поглощённой СВЧ-энергии, что очень важно для технологических целей. На самом деле, например в радиолокации, важна отражённая СВЧ-энергия, и поэтому необходимо, чтобы металл хорошо отражал, и только в СВЧ-энергетике целесообразно уменьшить отражённую энергию, что является невозможным при обычном уровне СВЧ-энергии и может реализоваться с увеличением мощности падающей волны до 1 ГВт и более.

Как уже отмечалось, с уменьшением температуры длина свободного пробега электрона увеличивается и поэтому выполнение неравенства (7.17) облегчается. Однако в этой области не выполняется необходимое для нормального скин-эффекта неравенство $l_s \ll \delta$ и поэтому описанная выше ситуация проще выполняется в области аномального скин-эффекта, для которого $\delta \ll l_s$ и $\delta \ll v_F / \omega$.

Кроме того, указанные явления будут наблюдаться только при частотах, значительно меньших ларморовских $\omega \ll \omega_L$, поскольку только при этом условии траектории электронов успеют заметно искривиться за время, равное периоду высокочастотного поля. Только при выполнении этого условия можно ожидать изменения свойств металлов по отношению к электромагнитным волнам этих частот.

Последнее замечание особенно интересно вот с какой точки зрения. Как известно, большая напряжённость поля может быть достигнута и в луче лазера, однако из-за того, что $\omega_{\text{лаз}} \gg \omega_{\text{свч}}$ в

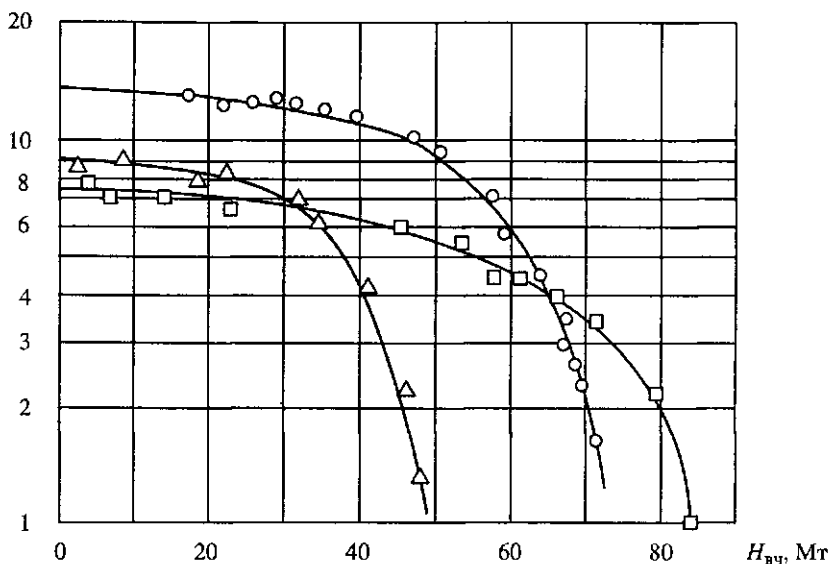
$Q_0 \cdot 10^{-9}$ 

Рис. 7.11. Зависимость добротности сверхпроводящих резонаторов от напряжённости высокочастотного магнитного поля

лазерном излучении описанные выше явления наблюдаться не могут. Поэтому мощное СВЧ-излучение является единственно возможным источником воздействия, которое может вызвать такие изменения свойств металлов.

В заключение хотелось бы отметить следующее. Как уже отмечалось, неравенство (7.17) проще выполняется в области низких температур. Но, как известно, в этой области многие элементы переходят в сверхпроводящее состояние. В связи с этим интересно рассмотреть вопрос о том, как мощные СВЧ-колебания влияют на свойства сверхпроводящих материалов. Имеющийся большой экспериментальный материал свидетельствует, что добротность сверхпроводящих резонаторов резко начинает уменьшаться начиная с некоторых значений магнитной компоненты высокочастотного поля (рис. 7.11).

Объяснение наблюдаемых явлений на основе существования в сверхпроводнике областей, находящихся в нормальном состоянии (так называемых флюксоидов), сопротивление которых увеличивается с увеличением амплитуды магнитной компоненты СВЧ-поля (см. Приложение 1), позволяет объяснить обратно пропорциональную зависимость добротности от $H_{вч}$, но не позволяет объяснить, почему начиная с некоторых напряжённостей добротность уменьшается катастрофически быстро. Нам

представляется, что в свете последних экспериментальных результатов такое объяснение возможно на основе рассмотренного выше явления увеличения сопротивления за счёт магнитной компоненты сильного СВЧ-поля.

На самом деле, при малых напряжённостях $H_{ВЧ}$ высокочастотного магнитного поля $r_L > l_p$ сопротивление сверхпроводника мало, что и обуславливает его высокую добротность. С увеличением $H_{ВЧ}$ ситуация изменяется, и при каком-то значении магнитного поля ларморовский радиус сравнивается с длиной пробега электрона l_p . Поскольку при низких температурах l достаточно велико и достигает 10^{-2} см, неравенство $r_L < l$ выполняется уже при сравнительно низких напряжённостях магнитного поля $H_{ВЧ} \sim$ нескольких сотен эрстед (рис. 7.11). Именно этим и объясняется резкое понижение добротности при более высоких значениях $H_{ВЧ}$ и именно таков характер зависимости добротности от $H_{ВЧ}$.

ЗАДАЧИ

Задача № 17. В центре прямоугольного волновода сечением $a \times b = 72 \times 34$ мм подвешена пластинка площадью $S = 1$ см², вырезанная из алюминиевой фольги толщиной $t = 0,01$ мм (удельный вес алюминия $\rho = 2,7$ г/см³). По волноводу распространяется импульс СВЧ-энергии длительностью $\tau = 60$ нс с частотой $f_0 = 3$ ГГц и плотностью потока мощности $q = 10$ МВт/см². При прохождении импульса диэлектрическая нить подвески перегорает. Какую скорость приобретет пластинка?

У к а з а н и е. Изменение количества движения пластинки под действием давления потока СВЧ-энергии $\Delta k = \frac{q}{v_{гр}}(1 + \Gamma)\tau S$, где Γ – коэффициент отражения от поверхности пластинки, $v_{гр}$ – групповая скорость волны в волноводе.

Задача № 18. Используя решение уравнения нестационарной теплопроводности для полубесконечного пространства, найти соотношение для оптимальной длительности импульса $\tau_{опт}$ поглощаемого СВЧ-излучения, при которой достигается максимальное значение температуры $T_{\max}$ на глубине $x = \delta$, где δ – толщина скин-слоя. Вычислить плотность потока на частоте $f_0 = 3,0$ ГГц для титановой пластины: $T = 100$ °С, $c_p \approx 611$ Дж/(кг · град), $\rho = 4,5 \cdot 10^3$ кг/м³, $\chi = 8 \times 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 8 \cdot 10^6$ 1/(Ом · м).

У к а з а н и е: решение уравнения теплопроводности имеет вид

$$T(x, t) = \frac{q}{2c_p \rho} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi \chi t}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4\chi t}},$$

где χ – коэффициент температуропроводности, ρ – плотность, c_p – теплоёмкость металла.

Глава 8

ПЕРЕДАЧА СВЧ-ЭНЕРГИИ НА БОЛЬШИЕ РАССТОЯНИЯ

В своей книге «Электроника больших мощностей» [89] академик П.Л. Капица отмечал, что любой диапазон частот используется сначала для связи, а затем в энергетике. Радиочастотный диапазон, который в конце XIX в. использовался А.С. Поповым для передачи сигналов, в XX в. произвёл революцию в энергетике. В настоящее время СВЧ-колебания широко используются для связи, начинают использоваться и в энергетике и, можно надеяться, что они найдут широкое применение в энергетике XXI в., в том числе и для передачи энергии на большие расстояния.

В [89] хорошо подчеркнуты основные технические преимущества передачи энергии по волноводам. Как известно, современные линии передач переменного и постоянного тока имеют ряд недостатков, вызванных открытым выполнением этих линий. Такие линии подвержены действию грозových разрядов, в них могут возникать перенапряжения, коронные разряды и т.д. Этого нет при передаче энергии по волноводам, так как волновод может быть расположен в земле. Большие преимущества даёт применение волноводов и с точки зрения техники безопасности. Здесь полностью отпадает вопрос об изоляции. Менее очевидным является экономичность такого вида передачи энергии. Для того, чтобы этот метод передачи был экономичен, необходимо иметь мощные СВЧ-генераторы с высоким коэффициентом преобразования постоянных токов в токи высокой частоты и устройства для обратного преобразования СВЧ-энергии в постоянный ток.

Фактически техника передачи энергии с помощью СВЧ-колебаний находится в начальной стадии своего развития. Интересные возможности для передачи СВЧ-энергии на большие расстояния открываются в связи с использованием для этих

целей волноводов, изготовленных из высокотемпературных сверхпроводников. Рассмотрению перспектив использования высокотемпературных сверхпроводников для передачи СВЧ-энергии на большие расстояния и посвящена данная глава.

8.1. Передача СВЧ-энергии по волноводам

8.1.1. Передача по обычным волноводам

Для передачи СВЧ-энергии на значительные расстояния пригодны линии с коэффициентом затухания на более 1 дБ/км. Рассмотрим возможность реализации таких линий на основе прямоугольных волноводов стандартного поперечного сечения $a \times b$, широко используемых в технике СВЧ. Как следует из главы 2, такие волноводы предназначены для передачи энергии на основной волне H_{10} , одномодовый режим работы которых сохраняется при следующих соотношениях между рабочей длиной волны и размерами волновода:

$$\begin{cases} \lambda_{\max} \leq 2a, \\ \lambda_{\min} \geq a, \\ \lambda_{\min} \geq 2b. \end{cases} \quad (8.1)$$

Сортамент медных прямоугольных волноводов, выпускаемых промышленностью для работы на частотах до 4 ГГц, суммирован в табл. 8.1, в которой указано также затухание мощности на частоте, соответствующей середине рекомендованного рабочего диапазона.

Из приведённых данных следует, что вплоть до рабочих частот 0,5 ГГц стандартные волноводы не обеспечивают затухание $\alpha \leq 1$ дБ/км, которое связано с кпд передачи $\eta = P_2 / P_1 = 10^{-0,1\alpha L}$ и обеспечивает кпд не лучше 20% на длине 1 км.

Из (2.50) видно, что при увеличении размеров узкой и широкой стенок волновода при сохранении отношения a/b коэффициент затухания по мощности $\alpha \rightarrow R_s / (Z_0 b) = (\sigma \delta Z_0 b)^{-1}$, причём последнее соотношение для медных волноводов можно переписать в виде $\alpha(\text{дБ/м}) \rightarrow 0,326 \sqrt{f[\text{ГГц}]} \cdot 10^{-3} / b$. Например, если размеры стандартного волновода № 4 из табл. 8.1 увеличить в 4 раза и довести до $a \times b = 1 \times 0,5$ м, то затухание мощности снижается на частоте 1 ГГц до $\alpha \approx 0,7$ дБ/км, и такой волновод уже пригоден для передачи СВЧ-энергии на значительные расстояния.

Геометрические размеры и характеристики стандартных медных волноводов на основном типе волны H_{10}

Номер	$a \times b$ мм	Рабочий диапазон, ГГц	f_{cp} , ГГц	a/b	$\alpha \cdot 10^3$, 1/м	α , дБ/км
1	457 × 229	0,41 + 0,63	0,52	2	0,12	1,04
2	381 × 191	0,49 + 0,75	0,62	1,99	0,16	1,4
3	292 × 146	0,64 + 0,96	0,8	2	0,25	2,2
4	248 × 124	0,75 + 1,12	0,94	2	0,32	2,8
5	196 × 98	0,96 + 1,45	1,2	2	0,45	3,9
6	165 × 83	1,12 + 1,7	1,41	2	0,58	5
7	131 × 65	1,45 + 2,2	1,8	2,02	0,82	7,1
8	109 × 55	1,7 + 2,6	2,15	1,98	1,07	9,2
9	86 × 43	2,2 + 3,3	2,75	2	1,53	13,2
10	72 × 34	2,6 + 3,95	3,28	2,12	2,08	18,1
11	90 × 45	2,05 + 3,15	2,67	2	1,45	12,6

Круглые волноводы, работающие в одномодовом режиме на основной волне типа H_{11} (см. рис. 2.9), обеспечивают меньшее затухание, чем стандартные прямоугольные волноводы. Если положить $f = 1$ ГГц и для реализации одномодового режима принять $f(H_{11}) < f_{кр}(E_{01})$, то из раздела 2.4 следует, что диаметр волновода должен быть выбран из соотношения $2a \leq \lambda_{кр}(E_{01})v_{01}/\pi = 22,6$ см. Для медного волновода такого диаметра из (2.56) получается $\alpha(H_{11}) = 2,7$ дБ/км, что также больше приемлемого затухания.

Среди волноводов, работающих в многомодовом режиме, минимальное затухание при заданном значении v обеспечивается на волне типа H_{01} , для которой, как видно из графика рис. 2.9, затухание $\alpha \leq 1$ дБ/км достигается при диаметре $2a = \lambda\mu_{01}/(2\pi) \geq 0,5\lambda$.

При использовании многомодовых волноводов для передачи СВЧ-энергии на дальние расстояния следует учитывать, что неоднородности тракта, вызванные в том числе технологическими допусками на размеры волновода и кривизной его продольной оси, являются причиной возбуждения паразитных волн, которые расходуют часть передаваемой энергии [6, 140, 157]. Реальный коэффициент затухания многомодового режима передачи энергии может быть в два и более раза больше расчётного значения и для подавления указанного эффекта желательно в конструкции волноводной линии передачи предусмотреть размещение фильтров, затрудняющих возбуждение паразитных волн.

Устройство таких фильтров хорошо известно [140, 155] и, например, при работе на волне H для подавления колебаний типа H_{11} может быть использована решётка, прутья которой расположены по диаметру волновода.

Менее известны волноводы поверхностной волны (ЛПВ), которые могут быть успешно использованы для наземных линий передачи СВЧ-энергии на расстояния > 1 км. ЛПВ (рис. 8.1) состоит из цилиндрического проводника 3, покрытого слоем диэлектрика 1, который граничит с воздушным пространством 2.

Основной волной ЛПВ является волна E_{00} , обладающая круговой симметрией и нормированным поперечным волновым коэффициентом $\bar{\chi} = \chi_0 a < 0,1$. Топография электрического поля вокруг стержня ЛПВ приведена на рис. 8.1, б.

Коэффициент затухания ЛПВ, обусловленный потерями в медном проводнике, определяется как [193]

$$\alpha_n = 3,66 \cdot 10^{-4} \sqrt{f} / (2bZ) \text{ дБ/м}, \quad (8.2)$$

а коэффициент затухания, обусловленный диэлектриком,

$$\alpha_d = 9,1 \cdot 10^{-2} \phi^2 (1 - 30/Z) f \operatorname{tg} \delta / (\epsilon_1 - 1) \text{ дБ/м}, \quad (8.3)$$

где f – частота, МГц, Z – сопротивление ЛПВ, Ом, b – радиус проводника, м.

Параметр $\phi^2 = c^2 / v_\phi^2 - 1$, где v_ϕ – фазовая скорость ПВ, определяется из трансцендентного уравнения

$$\frac{\phi^2}{1 + \phi^2} \lg \left[2,75 \frac{2b}{\lambda} \phi \right] + \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1} \lg \frac{a}{b} = 0, \quad (8.4)$$

а волновое сопротивление ЛПВ

$$Z = 30(1 + \phi^2)^{1/2} \left[\frac{4,6(\epsilon_1 - 1)}{\phi^2 \epsilon_1} \lg \frac{a}{b} - 1 \right]. \quad (8.5)$$

Рассмотрим ЛПВ, собранную из медного проводника радиусом $b = 10$ мм, покрытого слоем полиэтилена $\epsilon_1 = 2,3$ с наружным радиусом $a = 11,5$ мм и тангенсом диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$, работающую на частоте 915 МГц ($\lambda = 32,8$ см). При заданных условиях по уравнению (8.4) можно найти параметр $\phi = 0,148$ и определить относительную фазовую скорость волны в ЛПВ $v_\phi / c = 0,989$, которая указывает на незначительное замедление.

Волновое сопротивление рассматриваемой ЛПВ согласно (8.5) равно $Z = 188$ Ом, что позволяет вычислить по (8.2), (8.3)

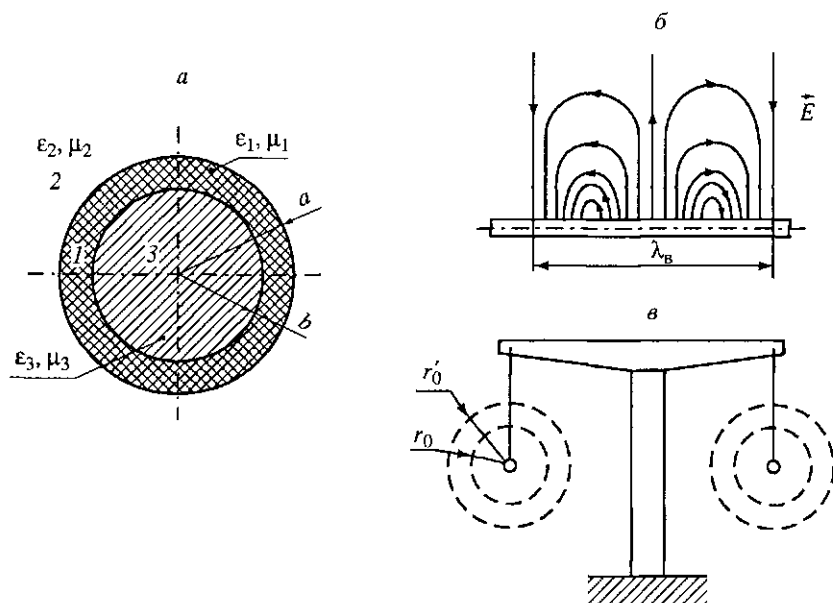


Рис. 8.1. Линия передачи поверхностной волны: *а* – поперечное сечение волновода, *б* – топография электрического поля, *в* – трассировка линии

коэффициенты затухания $\alpha_n = 2,9 \cdot 10^{-3}$ дБ/м $\approx 2,9$ дБ/км и $\alpha_d = 0,59 \cdot 10^{-3}$ дБ/м $\approx 0,6$ дБ/км. Полный коэффициент затухания $\alpha = \alpha_n + \alpha_d = 3,5$ дБ/км, и он может быть доведен до ~ 1 дБ/км при увеличении диаметра проводника $2b$ до 6 см. Таким образом, ЛПВ пригодна для передачи СВЧ-мощности на километровые расстояния.

Трасса прокладки ЛПВ должна быть свободна от посторонних поглощающих и отражающих предметов, в том числе и удалена от поверхности Земли на расстояние

$$r_0 \geq 0,31a \left[\frac{a\phi}{\lambda} \right]^{-0.883} \quad (8.6)$$

являющееся радиусом цилиндра, в котором распространяется 95% передаваемой мощности, причём в рассмотренном выше случае $a\phi/\lambda = 5,2 \cdot 10^{-3}$ и $r_0 = 0,37$ м. Практически ЛПВ (рис. 8.1) может быть проложена на опорах с помощью тефлоновых подвесов, длина которых обеспечивает расстояние линии от перекладины опоры не менее r_0 , а длина перекладины соответствует расстоянию линии от опоры $\geq r_0$. При возможности свободное

пространство вокруг ЛПВ должно иметь радиус больше 1 м, соответствующий кругу, в котором сконцентрировано более 99% передаваемой мощности.

Максимально допустимая мощность, передаваемая ЛПВ, определяется пробивной напряжённостью воздуха, окружающего слой диэлектрика, и равна [194]

$$P_{\max} \approx 0,14 \cdot 10^{-3} Z a^2 (v_{\phi} / c)^2 E_{\text{проб}}^2, \quad (8.7)$$

что при $Z = 188 \text{ Ом}$, $a = 1,15 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $v_{\phi} / c = 0,989$ и $E_{\text{проб}} = 2,5 \text{ МВ/м}$ даёт $P_{\max} \sim 21 \text{ МВт}$. При передаче по ЛПВ мегаваттных уровней мощности следует учесть потери мощности в ней и обеспечить её обдув окружающим воздухом для охлаждения.

:

8.1.2. Передача по сверхпроводящим волноводам

Как следует из раздела 2.4, наиболее перспективный способ передачи СВЧ-мощности на дальние и сверхдальние расстояния связан со сверхпроводящими линиями.

Использование сверхпроводящих волноводов для передачи энергии на большие расстояния и для передачи без искажения на большие расстояния импульсов, включая импульсы наносекундной длительности, имеет большое народнохозяйственное значение.

Сверхпроводящие волноводы и коаксиальные кабели позволяют по-новому подойти к решению этих проблем. Рассмотрим это более подробно.

В настоящее время существует точка зрения, что для областей Центральной и Западной Европы необходимы линии передачи мощности до 4000 МВт на расстояния до 500 км [220]. Одним из перспективных методов передачи таких мощностей является метод передачи с использованием криогенных медных и алюминиевых кабелей переменного тока для напряжений до 500 кВ и мощностей до 4500 МВт. В качестве охлаждающей среды предполагается использовать жидкий азот или водород.

Криогенные кабели по сравнению со сверхпроводящими требуют меньшей мощности охлаждения. Однако при передаче постоянного тока допустимая мощность в сверхпроводящих кабелях может быть в $10 \div 100$ раз больше, чем в криогенных, и поэтому сечение криогенных кабелей тоже может быть намного меньше.

Для передачи по сверхпроводящим линиям постоянного тока используются прежде всего жёсткие сверхпроводники из сплава Nb и Sn, поскольку в них плотность тока может достигать 100 кА/см².

Для передачи трёхфазного тока жёсткие сверхпроводники непригодны из-за высоких потерь на гистерезис, диэлектрических потерь и потерь на вихревые токи. Поэтому при передаче мощностей свыше 1000 МВт на расстояния в несколько сотен километров предпочтительнее такие мягкие сверхпроводники, как свинец и ниобий. Сверхпроводящие кабели имеют кпд от 92 до 98% при передаче трёхфазного тока и около 99% при передаче постоянного тока.

Менее изученным является вопрос о передаче на большие расстояния СВЧ-энергии. Фактически техника передачи энергии с помощью СВЧ-колебаний находится ещё в начальной стадии своего развития. Как показывают исследования, наиболее перспективным является использование не коаксиальных линий, а круглых волноводов. Объясняется это следующим образом. Если вычислить коэффициенты затухания TEM-волны в коаксиальной линии и волн электрического и магнитного типа в круглых и прямоугольных волноводах по формулам (2.58, 2.59), то окажется, что коэффициент затухания TEM-волны меньше коэффициентов затухания E - и H -волн волноводов только при частотах, меньших критических ($f < f_{кр}$). Это наглядно можно показать, если изобразить зависимость коэффициента затухания от частоты для сверхпроводящей коаксиальной линии и волн типов H_{01} , E_{01} и H_{11} круглого волновода, радиус которого равен внешнему радиусу коаксиальной линии.

Таким образом, из рассмотренного следует, что в диапазоне сверхвысоких частот нецелесообразно использовать коаксиальную линию в качестве линии передачи энергии, потому что потери энергии электромагнитного поля в коаксиальной линии при достаточно высоких частотах превышают потери энергии поля в волноводе тех же размеров.

В [76] хорошо подчеркнуты основные технические преимущества передачи электроэнергии по волноводам.

Известно, что в любой линии электропередачи поток энергии проходит вне проводника. Передаваемая мощность может быть определена по формуле Умова–Пойнтинга

$$P = \frac{1}{2} \int_s \operatorname{Re} [EH^*] dS', \quad (8.8)$$

где dS' – элемент площади в поперечном сечении $z = \text{const}$ вне металла.

Из этой формулы видно, что для передачи больших мощностей необходимо увеличивать напряжённости поля.

В обычной линии передачи наиболее опасными для пробоя являются места у самих проводов, где E достигает своего наибольшего значения. Именно поэтому линии передачи приходится делать из проводов большого сечения.

При передаче больших мощностей по волноводам также необходимо увеличивать E и H . Однако поле внутри волновода распределяется более равномерно по сечению, и поэтому возникновение пробоя затруднено. Следовательно, открывается возможность передавать большие мощности по волноводам сравнительно небольшого сечения.

Важным вопросом является выбор типа колебаний для передачи энергии с минимальными потерями вдоль волноводов. Как известно, в обычных несверхпроводящих волноводах круглого сечения коэффициент затухания волны только одного типа (типа H_{01}) уменьшается с увеличением частоты. Поэтому именно она выбирается для передачи энергии по волноводам.

8.2. Сравнение передачи энергии по обычным и сверхпроводящим волноводам

Предельная СВЧ-мощность, передаваемая по волноводам круглого и прямоугольного сечений, ограничивается их электрической прочностью при заполнении волноводов сухим воздухом под атмосферным давлением. Предельная мощность, которая может быть передана прямоугольному волноводу на волне H_{10} , определяется согласно [76] как

$$P_{\text{пр}} \leq \frac{ab\lambda}{4Z_0\lambda_g} E_{\text{пр}}^2, \quad (8.7, \text{a})$$

где $E_{\text{пр}}$ – электрическая прочность волновода.

Для волноводов, заполненных обычным воздухом при атмосферном давлении, $E_{\text{пр}} \cong 30$ кВ/см. При высоком качестве поверхностей стенок волновода и его заполнении инертным газом (азот, элегаз) электрическая прочность достигает величин до $E_{\text{пр}} \cong 100$ кВ/см и может быть повышена до $E_{\text{пр}} \cong 300$ кВ/см, если полость волновода откачать до давления $\sim 10^{-7}$ мм.рт. столба или сжать заполняющий его элегаз до $3 \div 5$ атм. Если использовать прямоугольный волновод с параметрами $a = 7,2$ см,

$b = 1$ см, $\lambda = 10,0$ см, $\lambda_b = 13,9$ см, то передаваемая мощность $P_{\text{пр}} = 3,43 \cdot 10^{-3} E_{\text{пр}}^2$ и составит $P_{\text{пр}} \leq 3,1$ МВт при $E_{\text{пр}} = 30$ кВ/см и $P_{\text{пр}} \leq 34,3$ МВт при $E_{\text{пр}} = 100$ кВ/см.

Максимальная передаваемая мощность на волне H_{01} может быть записана в виде [76]

$$P_{\text{пр}} [\text{ГВт}] = 4,46(2a)^2 / M^2, \quad (8.7,6)$$

где $2a$ – диаметр волновода (м), M – коэффициент запаса по предельной напряжённости электрического поля. Если принять $M = 2$, то по трубе диаметром 0,5 м можно передать мощность $P_{\text{max}} \sim 0,3$ ГВт. Таким образом, многомодовые прямоугольные и круглые волноводы могут быть использованы для передачи значительных СВЧ-мощностей на средние расстояния (до десятков километров).

Однако для практических целей представляют большой интерес линии передачи на значительно большие расстояния. Так, в настоящее время существует точка зрения, что для Центральной и Западной Европы необходимы линии передачи, позволяющие передавать мощности порядка 4000 МВт на расстояния до 500 км. Для России представляют интерес линии передачи на значительно большие расстояния. Главное препятствие для сооружения таких СВЧ-линий передач – затухание энергии внутри волновода.

Учитывая уменьшение амплитуд E и H , составляющих поля вдоль волновода, можно показать, что поток мощности в цилиндрическом медном волноводе радиусом a уменьшается по длине следующим образом [48]:

$$P = P_{\text{вх}} \cdot \exp(-3,5 \cdot 10^{-6} \lambda^{3/2} L / a^3), \quad (8.9)$$

где длина волны и радиус a измеряются в метрах.

Если $\lambda = 0,1$ м, а $a = 1$ м, то при $L = 1000$ км потеря мощности будет составлять 10%, т.е. кпд такой линии будет равен 90%. Кроме того, если принять допустимую напряжённость поля в воздухе 600 кВ/м и взять пятикратный запас, то нетрудно убедиться, что по такому волноводу можно передать мощность около 4000 МВт. Значит, сравнительно простая волноводная линия передачи удовлетворяла бы требованиям передачи огромной энергии внутри одного волновода.

Из выражения (8.9) видно, что потери мощности быстро уменьшаются с увеличением радиуса волновода, но при этом

волна H_{01} становится неустойчивой и легко трансформируется на различных неоднородностях в другие типы волн. Данный факт ограничивает возможности передачи СВЧ-энергии на большие расстояния.

Новые интересные возможности появляются при использовании для передачи энергии сверхпроводящих волноводов. В связи с тем, что потери в них будут малы, КПД волноводных линий без учёта потерь на охлаждение будет достигать почти 100%. В этом случае для передачи энергии наиболее целесообразно использовать волны типа H_{01} круглых волноводов, так как они имеют самый низкий коэффициент затухания. Однако, в связи с тем, что начиная уже с $v = f/f_{кр} = 2$ коэффициент затухания не зависит от частоты, то не имеет смысла дальнейшее увеличение радиуса с целью уменьшения затухания (рис. 8.2). Поэтому при заданной частоте максимальный размер волновода должен выбираться не из условия уменьшения коэффициента затухания, а из условия отсутствия пробоя. Так, если $\lambda = 0,1$ м, то радиус волновода при передаче мощности на волне H_{01} типа должен быть выбран $a = 0,18$ м. Если принять $E_{пр} \sim 120$ кВ/м, то по такой линии можно передать мощность около $130 \div 140$ МВт, которая может быть увеличена на порядок, если для передачи использовать не десятисантиметровый, а тридцатисантиметровый диапазон. Переход на более низкие частоты имеет и то преимущество, что с уменьшением частоты сильно уменьшаются потери на единицу длины волновода, поскольку потери в высокотемпературных сверхпроводящих линиях передачи пропорциональны квадрату частоты.

Из формулы (2.59) следует, что для волны H_{01} круглого волновода на выбранной рабочей частоте $f_{раб}$

$$\alpha^{H_{01}} = \frac{1}{a} \frac{R_s(v)}{Z_0} \frac{1}{v\sqrt{v^2-1}} = \frac{1}{a} \frac{R_s(v_{раб}) \left(\frac{v}{v_{раб}} \right)^2}{v\sqrt{v^2-1}}, \quad (2.59, a)$$

$$\text{где } v_{раб} = \frac{f_{раб}}{f_{кр}}.$$

Для таких волн

$$P = P_{вх} \exp \left(- \frac{2R_s(v)}{aZ_0} \cdot \frac{L}{v\sqrt{v^2-1}} \right). \quad (8.9, a)$$

$$\frac{\alpha a \cdot 10^7}{(f_{кр}/11,2)^2}$$

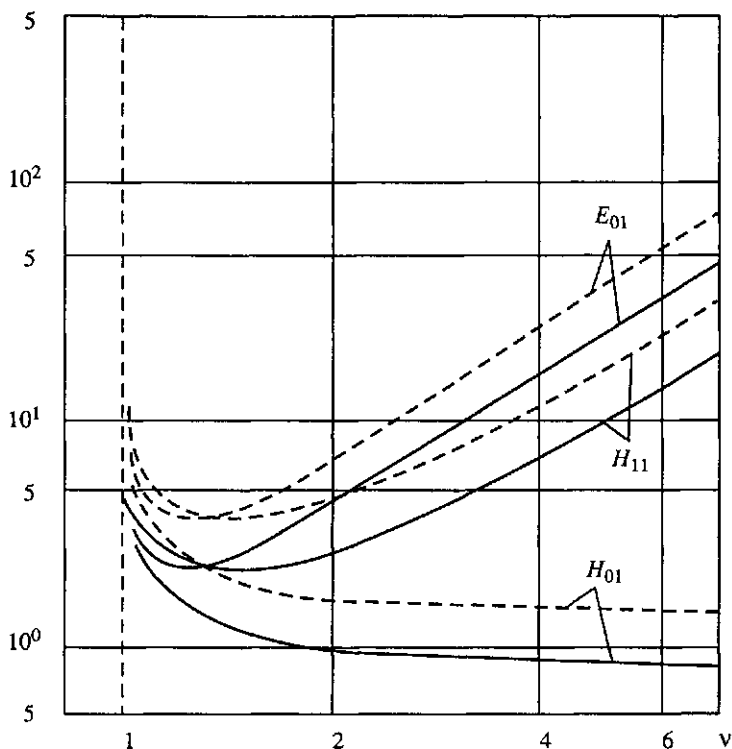


Рис. 8.2. Зависимость коэффициента затухания от частоты ν для волн типов E_{01} , H_{11} , H_{01} в круглых свинцовых и ниобиевых волноводах при $T = 1,85$ К

Например, если выбрать $f = 1$ ГГц и радиус волновода $a = 0,5$ м, то можно показать, что эффективность линии передачи при длине 1000 км равна $\eta = 98\%$, если $R_s = 10^{-5}$ Ом. К настоящему времени получены высокотемпературные сверхпроводники, имеющие на частоте 1 ГГц сопротивление $R_s = 10^{-6}$ Ом. Это означает, что эффективность такой линии передачи будет $\eta = 98\%$, если длина трассы $L = 10\,000$ км. В такой ситуации для передачи можно использовать и волноводы меньшего поперечного сечения. Так, например, если $a = 30$ см, то на этой же частоте при $R_s = 10^{-6}$ Ом $\eta = 90\%$ при $L = 10\,000$ км и $\eta = 98\%$ при $L = 1000$ км.

При запасе по продольной напряжённости электрического поля $M = 2$ вдоль таких линий передачи можно передавать

мощность $P = 1100$ МВт, если $a = 0,5$ м, и $P \approx 400$ МВт, если $a = 0,3$ м.

Таким образом, из приведённых результатов следует, что на основе уже существующих высокотемпературных сверхпроводников можно изготавливать СВЧ-линии передачи с уникальными свойствами. Рассмотрим более подробно возможность практического изготовления такой линии. Уже разработанные и используемые технологии вселяют оптимизм [141].

Так как сверхпроводящие плёнки из YBaCuO-керамики являются хрупкими, то их необходимо наносить на какой-то металл. К сверхпроводящим плёнкам на основе YBaCuO, используемым в сверхпроводящих резонаторах, предъявляются жёсткие требования: чистота, однородность, плотность, стабильность, микропрофиль поверхности. Кроме того, для них не должна наблюдаться десорбция кислорода при нагреве в вакууме. Плёнка не должна иметь дефектов на границах зёрен, необходима хорошая адгезия плёнки к поверхности медной или другой матрицы. Для нанесения качественных покрытий на рабочую поверхность медной оболочки сверхпроводящей СВЧ-структуры необходимо решить проблему обеспечения стабильности плёнки YBaCuO толщиной $1 \div 2$ мкм. Проблема заключается в оптимальном сопряжении кристаллографической структуры YBaCuO и меди.

Вероятность такого сопряжения возрастает, если параметр решётки меди увеличить с $3,61 \text{ \AA}$ до возможно близкого к параметрам решётки YBaCuO, у которой параметры решётки $a = 3,82$ и $b = 3,89$.

Имеется много рекомендаций разных фирм относительно буферных слоев между медью и YBaCuO. Например, можно использовать Ag, Ni, Pt, твёрдый раствор Al-Cu или ZrO. На основе этих рекомендаций были опробованы различные буферные слои. Предварительные эксперименты, проведённые с различными буферными слоями, показали наибольшую перспективность использования для этой цели твёрдого раствора Al-Cu.

Металлические подложки, на которые наносятся плёнки ВТСП для использования в линиях передачи, должны иметь высокую теплопроводность и температуру плавления, низкое плавление паров при температуре отжига, быть немагнитными, иметь температурные коэффициенты расширения, близкие к ВТСП.

Плёнки из высокотемпературной керамики с наилучшими параметрами можно получить методом аксиального магнетрон-

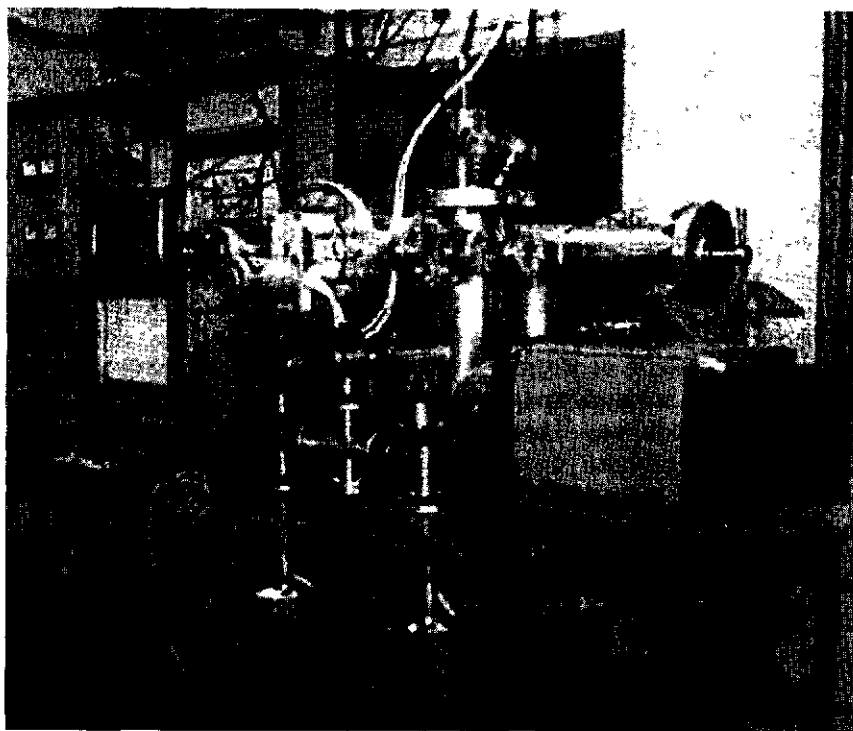


Рис. 8.3. Внешний вид стенда для напыления высокотемпературных сверхпроводящих материалов

ного распыления, разработанным в Институте физики высоких энергий [141]. Внешний вид стенда аксиального магнетронного распыления представлен на рис. 8.3. Его основные параметры:

- размеры рабочей камеры – длина 500 мм, диаметр 160 мм,
- предельный вакуум перед нанесением покрытия $5 \cdot 10^{-7}$ Па,
- рабочий газ – аргон,
- материал катода и насадки – сменные,
- диаметр катода – $8 \div 30$ мм,
- Напряжение на катоде – до 950 В,
- скорость вращения изделия – 1 об/мин,
- охлаждение катода – газообразный азот, вода.

Плёнки $YBaCuO$, нанесённые на рабочую поверхность гальванической меди с использованием твёрдого раствора $Al-Cu$, имели лучшую адгезию, меньшую шероховатость поверхности и лучшую равномерность толщины покрытия на поверхностях сложной геометрии.

Равномерность толщины покрытия YBaCuO на рабочей поверхности медной матрицы ячейки сверхпроводящего волновода исследовалась с помощью металлографических шлифов, приготовленных из кусочков, взятых с различных участков его поверхности. Толщина измерялась с использованием микроинтерферометра Линника МИИ-4 или металлографического микроскопа МИМ-7.

Как показали исследования, таким методом возможно получить достаточно равномерное покрытие толщиной порядка 1,5 мкм. При этом поверхностное сопротивление этих плёнок на частоте 1 ГГц равняется 10^{-6} Ом.

В заключение необходимо отметить, что приведённые выше рассуждения можно применить и к коаксиальным сверхпроводящим волноводам. Нетрудно показать, что коэффициент затухания поперечной электромагнитной волны коаксиального кабеля можно получить, если в формуле (2.58) заменить $N^{(E)}$ на коэффициент

$$N^{(\text{TEM})} = k \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) / \ln(b/a), \quad (8.10)$$

где a и b – радиусы внутреннего и внешнего проводников.

Если вычислить коэффициенты затухания ТЕМ-волны в коаксиальной линии и волн электрического и магнитного типа в круглых и прямоугольных волноводах по формулам (2.58) и (2.59), то окажется, что коэффициент затухания ТЕМ-волны меньше коэффициентов затухания E и H волн волноводов только при частотах, меньших критических ($f < f_{\text{кр}}$). Это наглядно можно показать, если изобразить зависимость коэффициента затухания от частоты для сверхпроводящей коаксиальной линии и волн типов H_{01} , E_{01} и H_{11} круглого волновода, радиус которого равен внешнему радиусу коаксиальной линии.

Таким образом, из рассмотренного следует, что в диапазоне сверхвысоких частот нецелесообразно использовать коаксиальную линию в качестве линии передач энергии, потому что потери энергии электромагнитного поля в коаксиальной линии при достаточно высоких частотах превышают потери энергии поля в волноводе тех же размеров.

8.3. Сверхпроводящий кабель – идеальная линия передачи информации

Следующим важным вопросом является передача информации без искажений на большие расстояния с помощью сверхпроводящих устройств. Для этих целей могут быть использованы волноводы, в частности, работающие на волнах типа H_{01} в цилиндрических волноводах. Однако необходимо отметить, что волновод представляет собой дисперсную среду, и поэтому при большой длине распространения появляются искажения сигнала, обусловленные тем, что фазовые скорости отдельных гармонических составляющих импульса будут разные, в результате чего импульс размывается.

Как известно, время задержки импульса t_3 при его распространении определяется выражением

$$t_3 = \frac{L}{v_{гр}} = \frac{d(k_z L)}{d\omega},$$

где L – длина линии, а $v_{гр}$ – групповая скорость сигнала.

Для волны H_{01} круглого волновода

$$t_3 = L / \left[c \sqrt{1 - (f_{кр} / f)^2} \right]. \quad (8.11)$$

Дифференцируя выражение (8.11) по частоте, можно определить ту разность во временах задержек различных частот, которая появляется при распространении импульса вдоль волновода вследствие его дисперсности:

$$\frac{d^2(k_z L)}{df^2} = - \frac{2\pi L}{cf} \frac{(f_{кр} / f)^2}{[1 - (f_{кр} / f)^2]^{3/2}}. \quad (8.12)$$

Разность фаз в 180° между высшими и низшими гармоническими составляющими полосы спектра, появляющаяся на конце волновода, определяет максимальную длину линии, а следовательно, и максимальное время задержки. Так как в волноводе $f_{кр} \neq 0$, то из (8.12) следует, что с помощью волноводов нельзя передавать импульсы на большие расстояния. Особенно существенны эти ограничения при передаче импульсов наносекундной длительности.

Следовательно, для передачи на большие расстояния импульсов наносекундной длительности лучше применять не волноводные, а коаксиальные линии передачи. Действительно, для них $f_{кр} = 0$, и в идеальной коаксиальной линии набег по фазам

между различными составляющими импульса не появляется вообще. На практике, однако, дело обстоит сложнее. В реальных коаксиальных линиях затухание не равно нулю, причём оно различно для разных гармоник. Это приводит к тому, что из-за конечной величины проводимости стенок происходит расплывание импульса, чем и определяется максимальное время задержки такой линии.

Нетрудно сформулировать условия, при выполнении которых импульсы будут передаваться без искажений. Для этого необходимо, чтобы коэффициенты затухания для всех гармоник были постоянны, а z -составляющие волнового вектора были пропорциональны частоте, т.е. чтобы фазовые скорости всех гармонических составляющих импульса были равны. Необходимо отметить, что сверхпроводящие коаксиальные линии являются линиями передачи, близкими к идеальным. На самом деле, если вычислять не только действительную, но и мнимую части коэффициента затухания волн, распространяющихся в линиях, то для коаксиальных линий нетрудно получить следующие обобщённые формулы [203]:

$$\alpha^{\text{ТЕМ}} = \alpha_1^{\text{ТЕМ}} + i\alpha_2^{\text{ТЕМ}} = \frac{1}{2} \frac{R_s + iX_s}{Z_0} \frac{(1/a + 1/b)}{\ln(b/a)}, \quad (8.13)$$

где R_s и X_s — действительная и мнимая части поверхностного импеданса сверхпроводника, $Z_0 = 377$ Ом.

О действительной части коэффициента говорилось выше. Что касается мнимой части, то она характеризует влияние затухания на коэффициент k_z , а значит, и на фазовые скорости той или иной гармонической составляющей импульса:

$$k_z = k + \alpha_2^{\text{ТЕМ}},$$

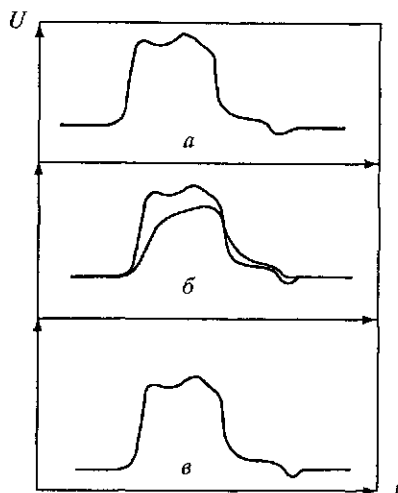
$$v_\phi / c = k / (k + \alpha_2^{\text{ТЕМ}}).$$

Используя формулы (2.58) и (2.59) нетрудно убедиться, что в области $\hbar\omega \ll 2\Delta(0)$ в широком интервале изменения температур и частот $X_s \sim \omega$.

Это означает, что $\alpha_2^{\text{ТЕМ}} \sim X_s \sim \omega$, т.е. в сверхпроводящих коаксиальных линиях затухание вносит одинаковую добавку в выражения для фазовых скоростей всех гармонических составляющих импульса.

Что касается первого требования, предъявляемого к идеальным линиям задержки (одинаковое затухание на всех частотах), то оно не выполняется для сверхпроводящих коаксиальных линий. Однако, учитывая, что в сверхпроводящих структурах

Рис. 8.4. Осциллограммы, характеризующие прохождение сигналов через обычные (а), криогенные (б) и сверхпроводящие (в) коаксиальные линии передачи



затухание мало для всех частот, можно сделать заключение, что сверхпроводящие линии по своим свойствам близки к идеальной линии задержки. Этот вывод подтверждают и те сравнительно небольшие экспериментальные данные, которые получены к настоящему времени.

В [206] описана сверхпроводящая коаксиальная линия, у которой центральный проводник был изготовлен из ниобия, а внешний из свинца. Диаметр внутреннего проводника 0,85 мм, а внешнего 2,3 мм. В качестве диэлектрика в линии использовался фторопласт, обладающий в области низких температур очень малыми потерями ($\text{tg } \delta \sim 10^{-7}$). В линии возбуждались высшие волны вплоть до $f = 100$ ГГц. Измерения проводились при температуре $T = 4,2$ К. На рис. 8.4 показаны экспериментально снятые осциллограммы импульсов. Входной сигнал имел амплитуду 16,7 В и длительность импульса 1,7 нс. Нарастание фронта импульса от 10% до 90% происходило за время 0,4 нс. На рис. 8.4, а показан входной импульс, а на рис. 8.4, б – входной импульс (верхний след) и импульс, прошедший через коаксиальную линию ($T = 77,3$ К). При увеличении длины линии в 10 раз входной импульс в этих случаях почти полностью затухает. Если же использовать сверхпроводящую линию, то даже при длине 30,5 м входной импульс проходит без искажения и с очень малым уменьшением амплитуды (рис. 8.4, в).

8.4. Преобразование СВЧ-энергии в постоянный ток.

Суммарный кпд сверхпроводящей линии передачи

Следующим важным вопросом является вопрос об использовании энергии, переданной на определенное расстояние от источника энергии. Эта проблема важна для любой линии передачи. Например, если использовать высоковольтные линии передачи, то необходимо решать проблемы связанные с повыше-

нием напряжения на входе линии и его понижением в местах потребления [151]. Возникают аналогичные проблемы и при передаче СВЧ-энергии. Рассмотрим это более подробно.

На первоначальном участке линии передачи сначала необходимо преобразовать электрическую энергию в СВЧ. Для этих целей используются различные СВЧ-генераторы. К настоящему времени существует целый ряд различных СВЧ-генераторов, преобразующих электрическую энергию в СВЧ с достаточно высоким кпд (магнетроны, клистроны, лампы бегущей и обратной волны и т.п.). Наибольший кпд достигнут на магнетронах, имеющих кпд на уровне 85÷90%. Таким образом, современная техника позволяет с достаточно высокой степенью эффективности преобразовать электрическую энергию в энергию СВЧ-колебаний.

Что касается использования СВЧ-энергии после передачи её с помощью волноводов к потребителю, то здесь необходимо отметить два аспекта. Во-первых, для многих технологических процессов её можно использовать непосредственно. Как показано в [53], использование СВЧ-энергии для сушки, нагрева, высокотемпературного спекания керамических изделий и изделий порошковой металлургии позволяет существенно уменьшить расход электроэнергии на тонну продукта и получить продукт со значительно лучшими характеристиками. Это связано с особенностями проникновения СВЧ-колебаний в диэлектрик, с более равномерным нагревом всего образца и резким уменьшением доли рассеянной энергии за счёт концентрации практически всей СВЧ-энергии внутри обрабатываемого образца.

На основе использования СВЧ возможна разработка новых энергосберегающих технологий, и число таких технологий будет увеличиваться в будущем. Например, СВЧ-энергию можно использовать не только для сушки, нагрева и плавки, но и для получения СВЧ-плазмы и создания на этой основе новых технологий и новых областей применения.

Проведённые в последнее время исследования в США и России показали, что на этой основе, в частности, можно создавать высокоэффективные источники света с параметрами, заметно превышающими параметры существующих источников света.

С учётом малых потерь в линии передачи суммарный кпд такой линии будет 83÷88% при передаче до 1000 км и 76÷81% при сверхдальней передаче на расстояние до 10 000 км.

Однако в любом случае часть переданной СВЧ-энергии необходимо преобразовать в энергию постоянного тока. Современная наука и техника позволяют достаточно успешно решить эту проблему.

Известны твердотельные преобразователи СВЧ-энергии в энергию постоянного электрического тока, создаваемые на полупроводниковых диодах. Однако необходимость коммутации большого количества твердотельных элементов из-за их низкого удельного выходного напряжения ($1\div 5$ В) и низкой удельной мощности ($4\div 5$ Вт) существенно снижает возможность всей системы даже при незначительных перегрузках.

Поэтому представляет интерес создание преобразователя СВЧ-энергии, который бы позволял преобразовывать большие мощности и обладал бы достаточно высоким кпд. В последнее время в этой области получены весьма обнадеживающие результаты. В [217] показано, что эту проблему можно решить на основе широкого использования для этих целей циклотронных преобразователей.

На рис. 8.5 схематически изображён циклотронный преобразователь.

На рис. 8.6 показано распределение продольного магнитного поля вдоль оси, необходимого для нормальной работы предлагаемого циклотронного преобразователя. В области устройства для ввода энергии СВЧ-колебаний в электронный поток продольное магнитное поле однородно и имеет уровень, обеспечивающий циклотронный резонанс электронов. Далее, в области цилиндрического электрода магнитное поле спадает и становится нулевым в области барьерного электрода.

Принцип работы предлагаемого циклотронного преобразователя заключается в следующем. Электронная пушка (1), формирует электронный поток (2), дрейфующий в магнитном поле. Устройство для ввода энергии СВЧ-колебаний в электронный поток (3) обеспечивает передачу подводимой СВЧ-энергии во вращательную энергию быстрой циклотронной волны электронного потока. Далее, в области цилиндрического электрода (4) в спадающем магнитном поле вращательная энергия электронов преобразуется в энергию их поступательного движения. В области барьерного электрода (5), где энергия поступательного движения электронов максимальна, электроны преодолевают максимум потенциального барьера, обусловленного электрическим потенциалом барьерного электрода, на который подаётся напряжение, отрицательное относительно коллектора. Далее электроны оседают на коллекторе (6), при этом их скорость должна быть минимальна, чтобы обеспечить максимальный кпд работы преобразователя. Более низкий потенциал барьерного электрода по сравнению с потенциалом коллектора предотвращает вылет вторичных электронов из коллектора. Резистор (7), расположенный в цепи, соединяющей коллектор с катодом,

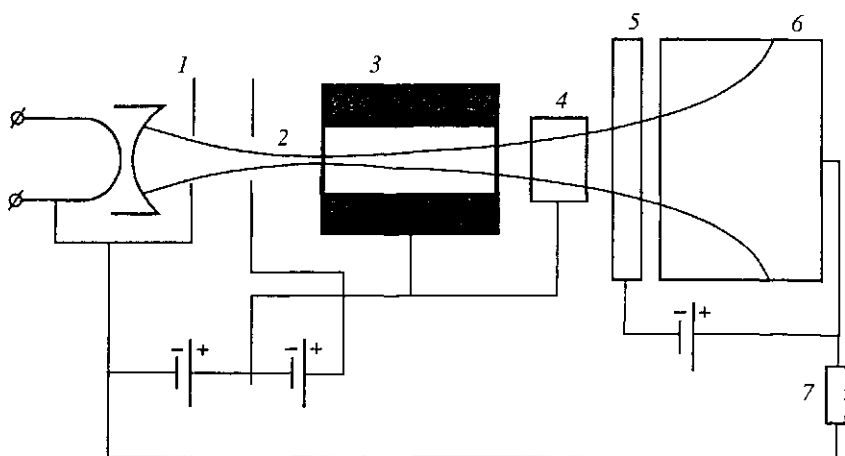


Рис. 8.5. Схема циклотронного преобразователя СВЧ-энергии

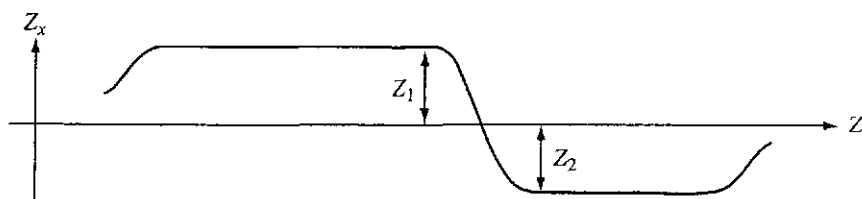


Рис. 8.6. Распределение продольного магнитного поля циклотронного преобразователя

представляет собой нагрузку, в которой выделяется полезная мощность постоянного электрического тока.

Применение цилиндрического электрода с ускоряющим потенциалом в области изменения магнитного поля снижает провисание потенциала коллектора и барьерного электрода в область, где не произошло преобразование вращательной энергии электронов в энергию продольного движения, и таким образом предотвращает отражение и оседание электронов вне коллектора.

Применение ответвителя входной СВЧ-мощности с последующим её выпрямлением полупроводниковым выпрямителем даёт возможность отказаться от дополнительных высоковольтных источников питания и источника напряжения подогревателя. При этом могут применяться устройства повышения напряжения, которые в совокупности с резистивным делителем напряжения позволяют подать требуемые напряжения на все электроды циклотронного преобразователя. Такая схема

электропитания циклотронного преобразователя позволяет отказаться от внешних источников напряжения и обеспечивает полную автономность работы устройства.

Предлагаемый циклотронный преобразователь СВЧ-энергии позволяет получить более высокий полный КПД преобразования (более 80%) подводимой энергии в энергию постоянного электрического тока, выделяемую в нагрузку потребителя, при высоких уровнях подводимой СВЧ-мощности. К настоящему времени уже экспериментально получены преобразователи с КПД, равным 83% и, очевидно, что это значение может быть увеличено.

Таким образом, из рассмотренного следует, что современная наука и техника позволяют не только с большой эффективностью преобразовать электрическую энергию в энергию СВЧ-колебаний, но и, если это необходимо, с большой эффективностью преобразовать энергию СВЧ-колебаний в энергию постоянного тока.

Сравнивая различные линии передачи, академик Н.Н. Тиходесв относит СВЧ-линии передачи к весьма проблематичным [151]. Нам представляется, что полученные в последнее время результаты по высокотемпературной сверхпроводимости на сверхвысоких частотах и эффективные методы генерации СВЧ-колебаний и их преобразования в постоянный ток позволяют сделать заключение, что сейчас такие линии передачи можно перевести из разряда весьма проблематичных в разряд недостаточно изученных. Дальнейшие успехи в высокотемпературной сверхпроводимости могут создать реальную основу для практического осуществления таких линий передачи. Такие линии могут стать очень перспективными, если будут созданы материалы, переходящие в сверхпроводящее состояние при значительно более высоких температурах, как в случае висмутовых и таллиевых соединений ($T_{кр} \sim 110 \div 125$ К). Сейчас время от времени появляются публикации и о наблюдении сверхпроводимости (правда, пока нестабильной) даже при комнатных температурах. Это является достаточно проблематичным, но если появятся сверхпроводники с $T_{кр} \sim 220 \div 230$ К, то практическая реализация дешёвых сверхпроводящих СВЧ-линий передачи без криостатов станет реальной. По-видимому, первые СВЧ-линии передачи будут эксплуатироваться в северных районах в зимнее время, когда потребность в энергии резко возрастает.

Всё это позволяет сделать заключение о необходимости более глубокого изучения всех проблем, связанных с использованием сверхпроводящих волноводов для передачи энергии.

8.5. Передача СВЧ-энергии в свободном пространстве

8.5.1. Основные принципы передачи энергии в свободном пространстве

Для СВЧ-энергетики большой интерес может представлять передача энергии с помощью открытых линий передачи. Идея передачи энергии СВЧ-лучом основана на преобразовании электрической энергии в СВЧ-излучение и передаче её в заданную точку пространства или земной поверхности с последующим обратным преобразованием СВЧ-энергии в постоянный ток. При этом возможна как прямая передача энергии, так и использование дополнительных переотражателей. Например, в космических солнечных электростанциях солнечная энергия с помощью фотопреобразователей или концентраторов преобразуется в электрическую энергию, которая с помощью направленного СВЧ-излучения может передаваться на ректенну, расположенную на другом космическом объекте или на поверхности Земли, а для обмена энергией между наземными пунктами, излучающая энергию станция передаёт её сначала на космический переотражатель и далее на наземную ректенну. Наоборот, при передаче энергии на космические аппараты наземная станция передает СВЧ-энергию на ректенны, установленные на искусственных спутниках Земли или на других космических объектах.

При передаче энергии в открытых линиях, к сожалению, также имеются потери. Величина их определяется в основном законом распределения плотности потока энергии в излучающей системе, размерами ректенны и излучающей антенны. Когда на приёмную поверхность попадает главный лепесток диаграммы направленности излучающей антенны, то имеется простое соотношение между углом излучения θ , протяжённостью линии передачи и размерами излучающей и приёмной систем

$$D_a D_p = \lambda L, \quad (8.14)$$

где D_a – диаметр излучающей антенны, D_p – диаметр приёмной антенны, λ – длина волны, L – длина линии передачи энергии.

Итак, СВЧ-линии передачи в зависимости от их назначения могут быть двух типов [13]:

1. Прямая передача путём непосредственного облучения ректенны излучающей системой. Такая передача возможна с Земли на аэродинамические или космические аппараты или с них на Землю, а также на незначительные расстояния на Земле при наличии прямой видимости.

2. Передача через переотражатель. Энергия может передаваться при отсутствии прямой видимости, например, в удалённые регионы Земли. Если переотражатель перемещается относительно излучающей и приёмной систем, то появляются дополнительные требования, связанные с перемещением луча.

При передаче СВЧ-энергии в зависимости от требуемого уровня передаваемой мощности и дальности передачи на параметры этих систем накладываются определённые ограничения. Это касается выбора длины волны и типа приёмных систем. Рассмотрим это более подробно.

Длина волны выбирается из условия возможности передачи СВЧ-энергии без ощутимых потерь в атмосфере, особенно при наличии в воздухе капель. Результаты исследований показывают, что для этого длина волны не должна быть меньше нескольких сантиметров. Увеличение длины волны нежелательно из-за связанных с нею размеров излучающих и приёмных систем. При выборе длины волны необходимо иметь в виду, что мощное непрерывное СВЧ-излучение будет мешать другим СВЧ-устройствам, работающим на близких частотах. С учётом изложенного длина волны обычно выбирается ~10 см.

Проблема передачи энергии на космические объекты, движущиеся на низких орбитах, довольно актуальна. Для этих систем характерным является малое время запитки, связанное с малым временем нахождения объекта над питающей станцией, которое не превышает $t = \sqrt{8hR_3} / v$, где R_3 – радиус Земли, h – высота, а v – скорость полета, и при высотах ~100 км и $v = 10$ км/с время равно примерно 100 с. Если необходимая энергия подпитки ~10 ГДж, то средняя мощность в течение этого импульса равна 100÷1000 МВт. Приём и преобразование энергии на таком уровне мощности с помощью известных методов представляют большие трудности и их реализация проблематична.

Приёмные энергетические СВЧ-системы чаще всего делают на основе маломощных выпрямительных диодов с барьером Шоттки, питаемых от элементарных диполей, собранных в решётку [13]. Современная технология создания ректенных систем не позволяет осуществлять приём и преобразование СВЧ-полей с плотностью энергии, превышающей 10^3 Вт/м², а средняя достигнутая мощность выпрямительного тока на один диод лежит в пределах 0,5÷1 Вт. Указанные ограничения определяют размер излучающей системы и другие её параметры.

В связи с этим недавно был предложен и экспериментально проверен новый плазменно-факельный преобразователь, позво-

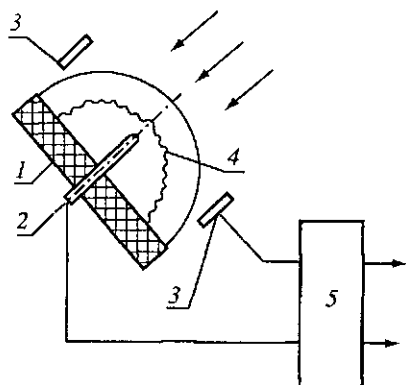


Рис. 8.7. Плазменно-факельный преобразователь СВЧ-энергии:

1 – диэлектрическая пластина, 2 – эмиттирующий электрод, 3 – токосъемные электроды, 4 – петля, 5 – устройство накопления или потребления энергии

ляющий осуществлять эффективное преобразование СВЧ-энергии на очень высоком уровне мощности (рис. 8.7). В основе этого метода лежат процессы сильного нагрева плазмы факела,

последующего ускорения электронов и их выброса из плазмы при образовании электрической дуги у электрода, касающегося плазмы [10].

Если с помощью радиозеркала, установленного на объекте, сфокусировать падающее СВЧ-излучение на диэлектрический стержень, то при высоком уровне мощности вокруг него образуется плазма, в которой генерируются мощные термоэмиссионные токи. Ток возникает из дугового пятна на металлическом электроде, граничащем с плазмой, проходит через плазму и попадает на токосъемный электрод. Такой преобразователь работает в вакууме или при пониженных давлениях и только после того, как плазма замкнёт электрод.

Размеры радиозеркала могут быть сравнительно небольшими и определяются в основном расходимостью принимаемого СВЧ-луча. К настоящему времени проведена экспериментальная проверка метода, и при использовании СВЧ-волны с $\lambda = 16$ см получены токи 0,5 кА при напряжении 10 кВ. С уменьшением длины волны коэффициент преобразования уменьшается, но в дециметровом диапазоне КПД преобразователя достигает 20%.

Из (8.14) следует, что площадь передающей антенны можно записать в виде [13]

$$S_a = \frac{\pi^2}{16} \frac{\lambda^2 L^2}{S_p} \approx \frac{\lambda^2 L^2 P_p}{P}, \quad (8.15)$$

где P – мощность, передаваемая линией, P_p – плотность энергии в апертуре антенны и S_p – эффективная площадь антенны.

С учётом этого плотность энергии в излучающей апертуре можно записать в виде

$$P_a = \frac{P}{S_a} \approx \frac{P^2}{\lambda^2 L^2 P_p}. \quad (8.16)$$

Аналогично для линии передачи с переотражателем

$$S_a = S_p \approx \frac{P}{\Pi_p}. \quad (8.17)$$

Предполагается, что вся излучаемая мощность попадает на ректенну.

Размер переотражателя должен быть таким, чтобы он охватывал часть СВЧ-луча, сфокусированного на нём. Линейный размер переотражателя в плоскости, пересекающей приёмную и излучающую антенны, будет равен

$$D_0 = \frac{\lambda L}{D_a \sin^2 \alpha}, \quad (8.18)$$

где α – угол наклона лучей.

По формулам (8.15), (8.16) можно построить графики зависимости D_a и Π_a от длины линии передачи L , например, для трёх значений передаваемой мощности 10^7 , 10^8 и 10^9 Вт (рис. 8.8).

На основании этого можно сделать следующие замечания:

1. Линии передачи энергии со значениями передаваемой мощности до 10^8 Вт целесообразно создавать только на малые расстояния (до 100 км). При увеличении длины линии передачи размеры излучающей системы становятся недопустимо большими при неоправданно низкой плотности энергии в излучающей антенне.

2. При фиксированной плотности энергии на приёмной антенне линии передачи энергии с большими значениями передаваемой мощности (более 10^9 Вт) имеют приемлемые параметры излучающей системы (размеры до 100 м и плотность потока энергии $10^5 \div 10^6$ Вт/м²).

Для линии передачи с переотражателем из формул (8.17), (8.18) следует, что

$$D_0 = \sqrt{\Pi_p / P} \frac{\lambda L}{\sin^2 \alpha}. \quad (8.19)$$

На графике (рис. 8.9) приведена зависимость D_0 от L при трёх значениях P (10^6 , 10^7 и 10^8 Вт). В формуле (8.19) значения $\Pi_p = 10^3$ Вт/м² и $\lambda = 0,12$ м фиксированы.

Если принять $\alpha = 30^\circ$, то из графиков видно, что:

– передавать малые мощности (менее 10^7 Вт) через переотражатель нецелесообразно, так как его размер получается слишком большим;

– линии передачи энергии с мощностью более 10^9 Вт требуют размера переотражателя (при удалении его от излучающей позиции до 50 км) менее 100 м.

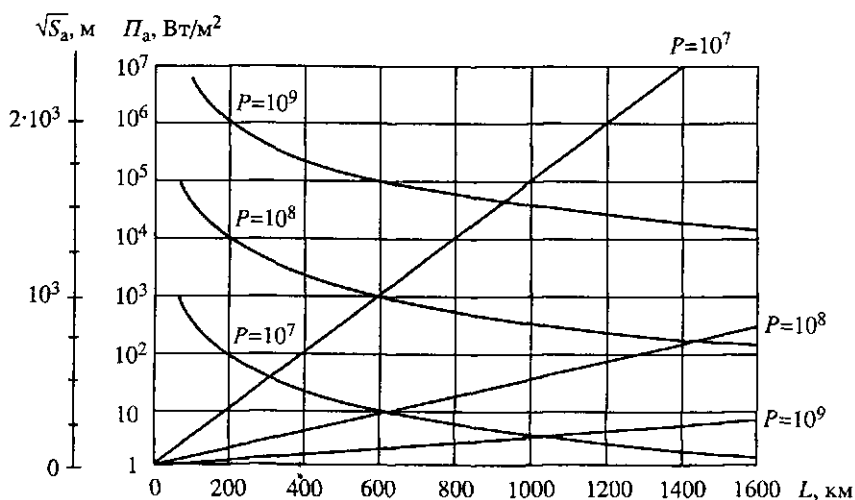


Рис. 8.8. Характеристики передающей антенны в зависимости от расстояния прямой передачи. Прямые линии определяют диаметры, а кривые – плотность мощности

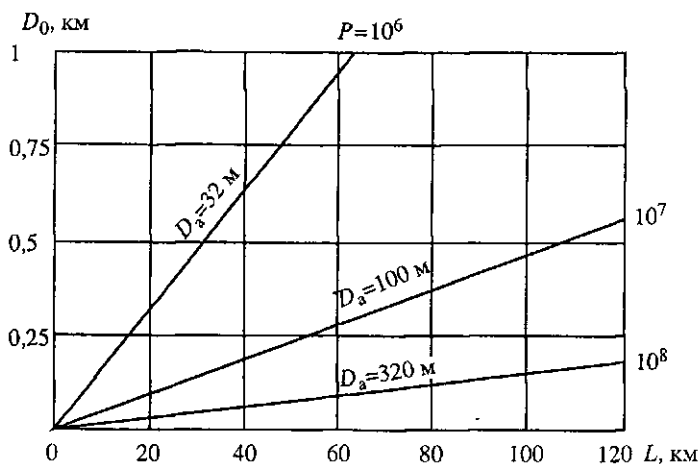


Рис. 8.9. Передача СВЧ-энергии через переотражатель

Как уже отмечалось, одним из параметров СВЧ-линии передачи энергии является её кпд, т.е. отношение мощности, снимаемой с приёмной позиции, к мощности, подведённой к излучающей позиции. Полный кпд линии определяется как произведение кпд составляющих её элементов [13]:

1) устройства, преобразующего ток промышленной частоты в постоянный ток, необходимый для питания выходных СВЧ-

усилителей излучающей системы, так как питание усилителей переменным током невыгодно из-за очень низкого результирующего КПД;

2) выходного СВЧ-усилителя;

3) СВЧ-тракта, идущего от СВЧ-усилителя до антенны и включающего в себя при необходимости сканирования энергетическим СВЧ-лучом соответствующие линии задержки, а также фазовращатели;

4) электродинамического тракта, потери в котором происходят из-за затухания в тропосфере, а также из-за того, что часть излучённой энергии проходит мимо переотражателя или антенны приёмной системы;

5) приёмных преобразователей СВЧ-энергии в энергию постоянного тока;

6) устройства, преобразующего постоянный ток в энергию промышленной частоты.

Из перечисленных выше элементов только первый и шестой обладают достаточно высоким КПД (выше 90%). Основные потери энергии происходят в элементах со второго по пятый. КПД выходного СВЧ-усилителя в лучших СВЧ-приборах, созданных как в России, так и за рубежом, не превосходят обычно 75%, хотя в отдельных экземплярах приборов удавалось получить КПД до 85%.

СВЧ-тракт, канализирующий энергию от выходного усилителя до антенны, не имеет существенных потерь, если в нём отсутствуют фазосдвигающие или задерживающие устройства, наличие которых вносит затухание, измеряемое единицами децибел, и может внести определяющий вклад в ухудшение общего КПД.

Коэффициент полезного действия электродинамического тракта может как угодно приближаться к 100%, но происходит это за счёт увеличения размеров как передающей и приёмной антенн, так и переотражателя, если он есть. Поэтому для создания и приёма луча без потерь надо иметь бесконечно большие апертуры.

Приёмные преобразователи СВЧ-энергии на диодах с барьером Шоттки имеют КПД до 90÷95%. Таким образом, полный КПД линии передачи может лежать в пределах 50÷60%. Для приёма больших мощностей достигнутый КПД пока значительно ниже.

В линии прямой передачи энергии между наземными пунктами энергетический СВЧ-луч неподвижен, что позволяет не применять какие-либо задерживающие или фазосдвигающие устройства в тракте канализации СВЧ-энергии от усилителя до излучающего элемента антенны. Для линий передачи энергии

с пересотражателем или при передаче энергии на перемещающийся космический либо аэродинамический аппарат или с него на Землю энергетический СВЧ-луч должен иметь возможность не только сканироваться в пространстве, но и концентрироваться на летательный аппарат с высокой точностью.

Необходимо отметить, что сейчас давать какие-либо технико-экономические оценки беспроводным линиям передачи с помощью СВЧ-полей сложно из-за влияния множества привходящих факторов. Однако проведённые сопоставления стоимостей сооружения проводной ЛЭП и беспроводной ЛЭП с использованием космического переотражателя для передачи мощности $5\div 10$ ГВт на расстояние до 10 000 км показали их примерную эквивалентность [13]. Может оказаться также экономически целесообразным создание линий СВЧ-передачи в труднодоступные районы для временных работ с большим энергопотреблением (разведка, строительство и прочее).

Необходимо отметить, что переотражатель энергии является наиболее проблематичным элементом в линии передачи энергии. При нахождении его в космосе на негеостационарной орбите линия передачи работоспособна лишь относительно короткое время, когда переотражатель находится в рабочем секторе передающей антенны.

При нахождении переизлучателя на геостационарной орбите слежение лучом за ним упрощается, так как сектор сканирования ограничен лишь смещением переотражателя в угле, не превышающем десятые доли градуса. Нахождение переотражателя на геостационарной орбите требует размеров наземных излучающих и принимающих устройств, равных десяткам километров при поперечнике переотражателя более 1 км.

Подробные расчёты, проведённые в [43], показали, что в принципе отражающее зеркало в околоземном пространстве можно создать, используя два мощных пересекающихся СВЧ-луча. Возникающая при этом плазма будет достаточно хорошо отражать все волны, частота которых меньше лэнгмюровской частоты плазмы, образовавшейся в месте пересечения СВЧ-лучей в результате СВЧ-разряда.

Для создания непрерывно действующего зеркала необходимо, чтобы длительность импульса СВЧ-излучения была обратно пропорциональна частоте ионизации, а частота подаваемых импульсов определялась частотой рекомбинации. В зависимости от высоты требуются различные напряжённости электрического поля для пробоя, а соответственно разные импульсные P и средние $P_{\text{ср}}$ мощности для создания такого зеркала. Расчёты показывают, что при диаметре земной антенны ~ 100 м на высотах в

Оценка параметров плазменного отражающего зеркала

h , км	n_T , л/см ³	$f_{\max}$, ГГц	D , м	S , м ²	$E_{\text{пр}}$, В/см	P , ГВт	Δt_i , нс	Δt , нс	F , кГц	n , л/см ³	$P_{\text{ср}}$, кВт
60	$6,7 \cdot 10^{15}$	0,3	100	$1 \cdot 10^6$	25	25	500	12	0,1	$1,8 \cdot 10^8$	60
50	$2,2 \cdot 10^{16}$	1	100	$4 \cdot 10^4$	90	11	120	5	1	$1,7 \cdot 10^9$	100
40	$8,2 \cdot 10^{16}$	3	100	$6 \cdot 10^3$	350	12	30	1	10	$2 \cdot 10^{10}$	300
35	$1,7 \cdot 10^{17}$		50	$2 \cdot 10^3$	700	50	15	0,5	30	$6 \cdot 10^{10}$	1500

десятки километров можно создать отражающее зеркало площадью $10^4 \div 10^6$ м², если использовать СВЧ-генераторы мощностью $10 \div 50$ ГВт наносекундной длительности, работающие с частотой повторения $F = 0,1 \div 30$ кГц. Средняя мощность такого генератора должна быть $60 \div 1500$ кВт. Результаты расчёта такого зеркала приведены в табл. 8.3, где f – частота радиоволн, создающих плазменный слой, S – площадь ионизованного слоя, D – диаметр антенны, F – частота следования импульсов, Δt_i – время пробоя, Δt – время поддержания зеркала, n_T – плотность газа, n – плотность ионизованных электронов в области пробоя, $P_{\text{ср}}$ – средняя мощность, необходимая для поддержания ионизованного слоя, $f_{\max}$ – максимальная частота отражаемых волн. Видно, что современная техника вплотную подошла к созданию таких СВЧ-устройств.

Рассмотренные возможности реализации СВЧ-линий передачи энергии как с переотражателем, так и без него, подтверждают целесообразность дальнейшего поиска эффективных конкретных проектов передающих энергетических СВЧ-систем. Реальность перспектив создания линий передач энергии СВЧ-лучами зависит в основном от возможности организации массового производства электровакуумных (или иных) приборов для преобразования энергии постоянного тока в СВЧ-излучение, а также элементов обратных преобразователей (ректенн) на основе диодов Шоттки с тонкоплёночными печатными платами или мощных электровакуумных преобразователей СВЧ-сигнала в энергию постоянного тока. Разработка и создание подобных линий передачи может стать составной частью экологически чистых энергетических систем будущего.

8.5.2. Методы формирования узконаправленных пучков СВЧ-энергии в свободном пространстве

Как было отмечено в предыдущем разделе, передача СВЧ-энергии в открытом пространстве связана с проблемой формирования узконаправленных (игольчатых) лучей. По мере развития радиолокационной техники, радиоастрономии и спутниковой связи по указанной проблеме накопились обширные теоретические и экспериментальные сведения [84, 111]. Коротко остановимся на тех из них, которые имеют отношение к СВЧ-энергетике.

Законы отражения и преломления плоской электромагнитной волны, изложенные в разделе 2.2, совпадают с законами отражения и преломления световых лучей в оптике, что позволяет перейти при анализе излучающих и приёмных устройств СВЧ-диапазона от волновой теории к геометрической оптике. Геометрическая оптика рассматривает распространение электромагнитных волн как распространение лучей, а её законы и уравнения являются решением уравнений Максвелла для малых длин волн $\lambda \rightarrow 0$. В пределах применимости геометрической оптики волна любого типа может быть представлена в каждом небольшом участке пространства и интервале времени уравнением плоской волны (2.4). Основное уравнение геометрической оптики имеет вид [109]

$$\left[\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right]^2 + \left[\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right]^2 = \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2, \quad (8.20)$$

где $\varphi(x, y, z, t)$ — уравнение волновой поверхности.

Уравнение (8.20) известно как уравнение эйконала (фазы), определяющее направление лучей. Приведённые ниже соотношения геометрической оптики выводятся из уравнения эйконала. В применении к антенной технике законы геометрической оптики справедливы, если, например, апертура антенны значительно больше длины волны, а амплитуда и направление волны имеют пренебрежимо малое изменение на расстоянии порядка длины волны.

Типичным примером излучателя, для которого справедливы законы геометрической оптики, является параболическая антенна, содержащая квазиточечный излучатель, создающий поле в виде сферической волны, и параболический отражатель, преобразующий сферическую волну в плоскую (рис. 8.10, а). Диаграмма направленности (ДН) антенны зависит от формы её раскрыва: параболоид вращения с круглым раскрывом имеет иголь-

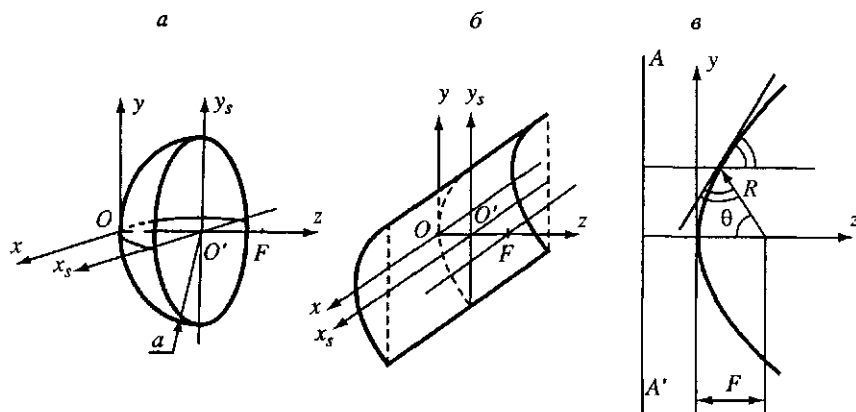


Рис. 8.10. Параболическая остронаправленная антенна (а), антенна в виде параболического цилиндра (б) и геометрическая оптика параболоида вращения (в)

чатую диаграмму, а параболический цилиндр или усечённый параболоид вращения – всерную диаграмму. Антенна с зеркалом в форме параболического цилиндра (рис. 8.10, б) должна иметь линейный синфазный облучатель, расположенный на фокальной оси зеркала.

Профиль параболических отражателей в главном сечении (рис. 8.10, в) определяется уравнением

$$y^2 = 4Fz, \quad (8.21)$$

где F – фокусное расстояние параболы.

Парабола имеет два важных свойства: все её точки равноудалены от фокуса и директрисы AA' (рис. 8.10, в); касательная к параболе имеет равные углы с прямыми, проведёнными из точки касания через фокус и параллельно оси. Указанные свойства параболы обеспечивают формирование плоского фронта отражённой волны.

Существующие разновидности остронаправленных антенн повторяют по форме и наименованию известные типы зеркальных телескопов.

Верхний предел КПД $\eta_{\max}$ передачи мощности зеркальными антеннами ограничен дифракцией и определяется в виде

$$\eta_{\max} \leq \left[\frac{\pi a_1 a_2}{\lambda L} \right]^2, \quad (8.22)$$

где a_1 и a_2 – радиусы передающей и приёмной антенн, L – расстояние между антеннами. Например, если $a_1 = 10$ м, $a_2 = 15$ м,

$\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$ м и $L \cong 20$ км, то $\eta_{\max} \leq 62\%$, что примерно на порядок выше, чем у ЛПВ такой же длины.

Диаграммы направленности (ДН) игольчатого типа формируются двухзеркальными передающими антеннами системы Грегори (рис. 8.11, а) [111]. Большое зеркало 1 выполнено в виде параболоида вращения, за фокусом F_1 которого располагается эллиптическое малое зеркало 2 с дальним фокусом F_2 . Точка дальнего фокуса малого зеркала совпадает с осью облучателя антенны 3, например рупорного, формирующего близкий к сферическому фронт волны. В раскрытие антенны формируется фронт волны, близкий к плоскому, и её нормированная ДН $F(\theta)$ определяется по формуле [111]

$$F(\theta) = (1 + \cos \theta) J_1(ka \sin \theta) / (ka \sin \theta). \quad (8.23)$$

Ширина диаграммы направленности (рис. 8.11, б) по уровню половинной мощности $2\theta_{0,5}$ двухзеркальных антенн

$$2\theta_{0,5} = m \lambda / 2a, \quad (8.24)$$

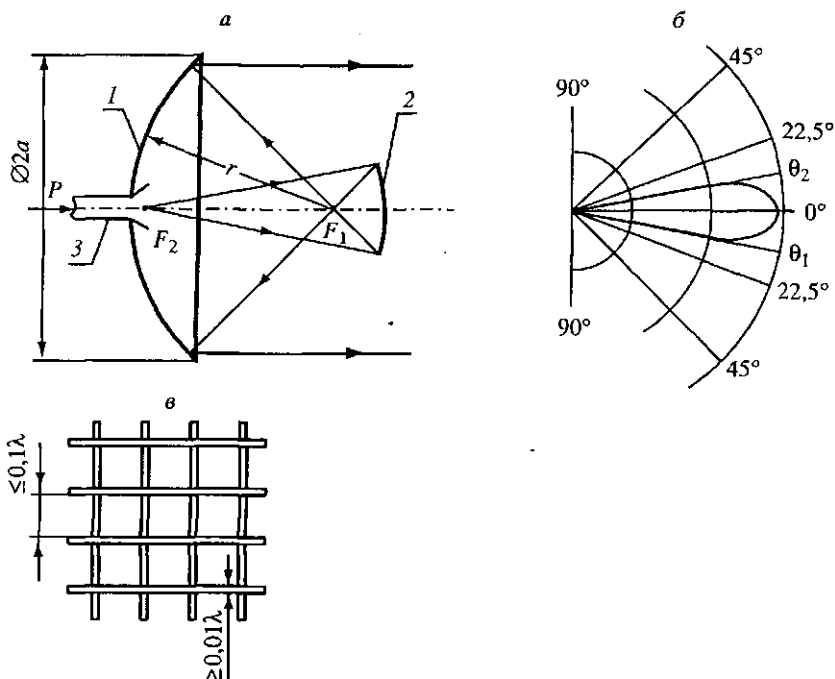


Рис. 8.11. Двухзеркальная остронаправленная антенна системы Грегори (а), её диаграмма направленности (б) и структура двухлинейной сетки, используемой для формирования чаши антенны (в)

где $2a$ – раскрыв большого зеркала, а величина m зависит от относительной величины поля на краю раскрыва, и если эта величина не менее 0,8 от поля на оси, то $m = 60^\circ$, а ширина диаграммы направленности антенн $2\theta_{0,5} < 1^\circ$ при $a/\lambda > 30$.

Главное зеркало антенны выполняется из металлических листов или диэлектрика, покрытого проводящей фольгой. Толщина листов или фольги должна быть, по крайней мере, в 3 раза больше толщины скин-слоя на рабочей частоте. С целью уменьшения веса антенны и ветровых нагрузок на неё, главное зеркало часто изготавливается из одно- или двухлинейной сетки (рис. 8.11, в).

Отражатели, выполненные из однолинейной сетки, обладают поляризационной селективностью. Они эффективно отражают плоскую волну, вектор $\vec{E}$ которой параллелен проводам сетки, и практически прозрачны для волны с перпендикулярной поляризацией.

Отражательная способность двухлинейной сетки отличается от аналогичного показателя металлической поверхности ($R = 1$) не более чем на 1%, если диаметр её проволок $\geq 0,01 \lambda$, а стороны ячеек $\leq 0,1 \lambda$.

Теория отражательных антенн, основанная на геометрической оптике, пригодна при раскрыве $2a \geq 100 \lambda$. Технологический допуск на радиус кривизны главного зеркала, при котором отклонение диаграммы направленности от расчётной пренебрежимо мало, составляет $\Delta \rho \leq \lambda/32$. На практике отклонение радиуса кривизны носит статистический характер по величине и знаку, что позволяет принять $\Delta \rho_{\text{ст}} \leq 0,1 \lambda$. Снижение коэффициента направленного действия (КНД) не превышает при этом 20%.

На основе отражающих зеркал может быть создана рефлекторная линия передачи СВЧ-мощности (рис. 8.12) на дальние расстояния [140], которая образована эллиптическими параболоидами, имеющими два фокуса в плоскости xz , расположенными под углом θ к нормали зеркал. Если расстояние между зеркалами $L = 1$ км при $\lambda = 3$ см, то дифракционные потери, согласно формуле (8.22) могут быть сведены к пренебрежимо малому уровню, и потери в линии определяются в основном омическими потерями отражённой волны на металлической поверхности зеркал, которые на основании (2.21), (2.22) можно записать в виде [140]

$$\alpha = \frac{10}{L_z} \lg \left[1 - 4 \left(\frac{\pi \mu}{\lambda \sigma Z_0} \right)^{1/2} \cos \theta \right] \text{ дБ/м,} \quad (8.25)$$

где $L_z = L \cos \theta$.

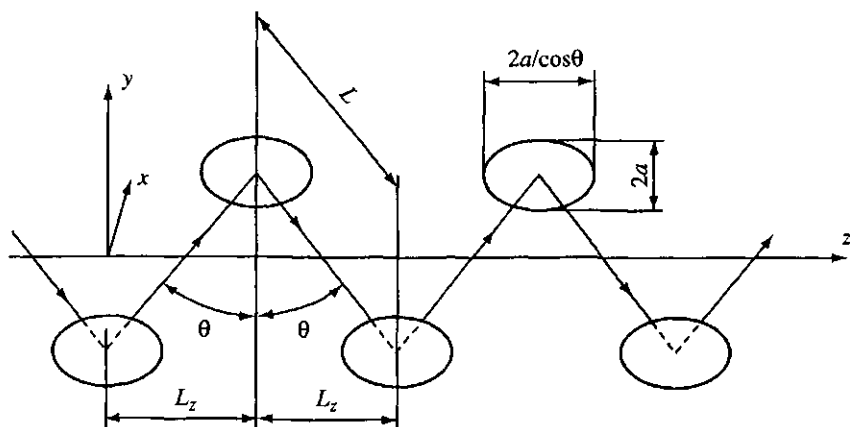


Рис. 8.12. Схема рефлекторной линии передачи СВЧ-энергии

Если $\theta = 45^\circ$, $\mu = 1$, $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $\sigma = 3,5 \cdot 10^7$ (Ом · м) $^{-1}$ (алюминиевое зеркало), то при $L = 1$ км коэффициент затухания $\alpha \sim 1,6 \cdot 10^{-3}$ дБ/км и возможна экономически выгодная передача СВЧ-энергии на расстояния ~ 1000 км. В настоящее время выполнены лишь опытные образцы рефлекторных линий передачи небольшой длины, так как высокая стоимость сооружения таких линий препятствует их внедрению.

Многообещающая область применения зеркальных передающих антенн – питание энергоустановок летательных аппаратов, например, вертолетов. Рассмотрим в качестве примера энергетику полета модели вертолета с мощностью электромотора 0,5 кВт, который питается от выпрямленной полупроводниковыми диодами СВЧ-энергии, перехваченной ректенной модели площадью 2 м². Если принять КПД установки модели $\sim 100\%$ и максимальную высоту полета за 1 км, то на этой высоте передающая антенна должна обеспечить поток энергии 0,25 кВт/м². Если в качестве передающей антенны использовать отражатель системы Грегори с раскрывом $2a \approx 6$ м на длине волны $\lambda = 0,1$ м, то ширина её ДН согласно (8.24) есть $2\theta_{0,5} = 60^\circ \cdot 0,1/6 = 1^\circ = 1,75 \cdot 10^{-2}$ рад, и на высоте 1 км радиус пятна, содержащего 1/2 передаваемой мощности, $r_{1/2} = 1000\theta_{0,5} = 8,75$ м. Площадь этого пятна $S \approx 240$ м², а проходящая через него мощность СВЧ-облучения, даваемого антенной, $P = P_0/2 = 60$ кВт. Мощность питания передающей антенны должна быть $P_0 = 120$ кВт $\sim 0,12$ МВт. Если высоту полёта модели ограничить до 100 м, то мощность питания антенны снижается до $P_0 = 1,2$ кВт, и макетные испытания такого летательного аппарата технически осуществимы уже с использованием серийных СВЧ-генераторов.

Экспериментальные полёты вертолётных макетов с мощностью двигателя ~250 Вт в настоящее время проведены в Канаде и Японии.

Для СВЧ-энергетики определённый интерес могут иметь линзовые антенны, в которых формирование остронаправленных диаграмм осуществляется с помощью преломляющих сред, имеющих фазовую скорость волны $v_{\text{ф}}$, отличную от скорости света в свободном пространстве.

Схема линзовой антенны показана на рис. 8.13, а. Линза преобразует сферическую волну от облучателя в плоскую волну, и вся система относится к антеннам синфазного типа, как и параболические.

Форма криволинейного участка линзы находится из условия равенства фаз на плоской волновой поверхности раскрыва антенны [84]:

$$r = F \frac{n-1}{n \cos \alpha - 1}, \quad (8.26)$$

где $n = c/v_{\text{ф}} \sqrt{\epsilon}$ – коэффициент преломления материала линзы.

Для замедляющих линз ($n > 1$) соотношение (8.26) соответствует гиперболе и линза имеет выпуклую форму. Материал для линзы выбирается по коэффициенту преломления из условия минимального отражения волн от поверхности линзы, её толщины и веса.

Эффективным способом уменьшения веса и потерь в диэлектрической линзе является так называемое зонирование (рис. 8.13, б), при котором из толстых частей линзы удаляют области, ограниченные гиперболами (8.26) при различных фокусных расстояниях.

Синфазность полей от различных зон в раскрыве антенны достигается выбором глубины зоны d так, чтобы разность фаз полей в двух соседних зонах составляла целое число периодов:

$$d = \frac{m\lambda}{|n-1|} \geq \frac{\lambda}{|n-1|}. \quad (8.27)$$

Учитывая технологические трудности изготовления высококачественных линзовых антенн, можно предположить, что максимально достижимый диаметр их апертуры ограничен единицами метров, что позволяет без учёта теплотехнических проблем передавать СВЧ-мощности в десятки гигаватт.

Дальнейшее снижение веса линз и потерь в них достигается применением искусственных диэлектриков [109, 111], которые могут быть выполнены, например, из набора металлических

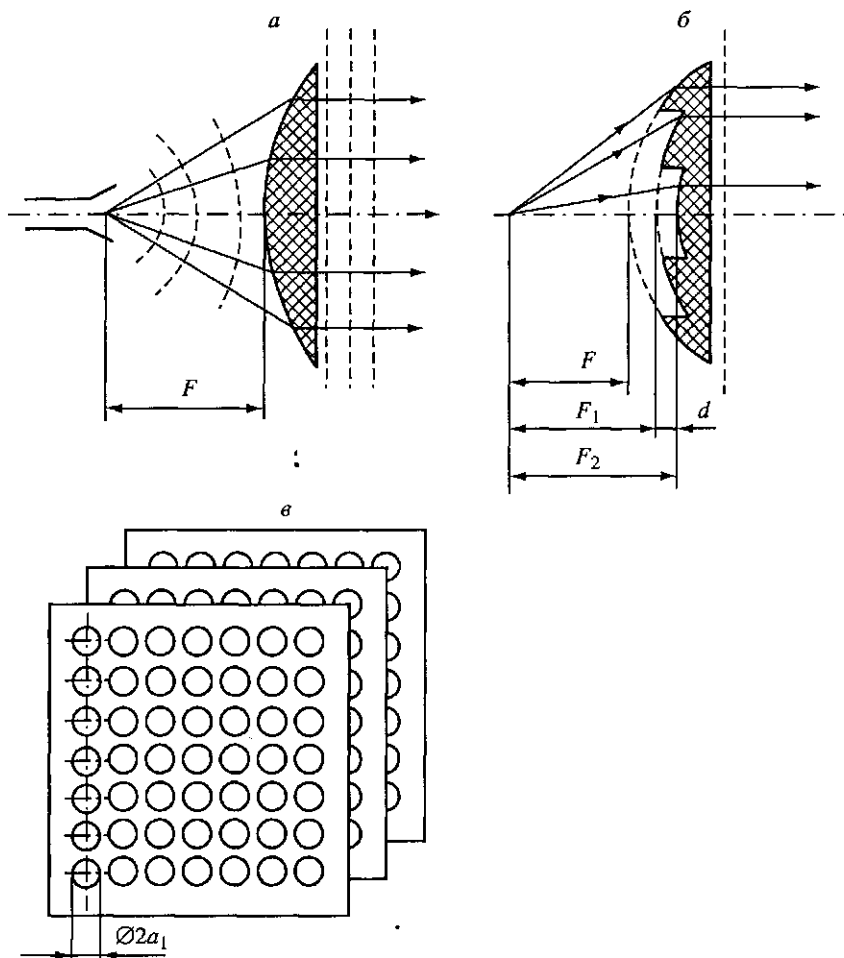


Рис. 8.13. Линзовая остронаправленная антенна (а), устройство зонирования линзы (б) и антенна на основе искусственного диэлектрика (в)

пластин с периодически расположенными отверстиями. Если диаметры отверстий такого искусственного диэлектрика (рис. 8.13, б) составляют доли длины волны, то эффективная диэлектрическая проницаемость устройства [109]

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 [1 + (16/3) a_1^3 N], \quad (8.28)$$

где a_1 – радиус отверстий, а N – число отверстий в единице объема искусственного диэлектрика. Из (8.28) следует, что если $N = 10^5 \text{ л/м}^3$ и $a_1 = 10^{-2} \text{ м}$, то $\epsilon_{\text{eff}} = 2,6 \epsilon_0$, а коэффициент преломления искусственного диэлектрика $n = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}} / \epsilon_0} = 1,6$ и он может

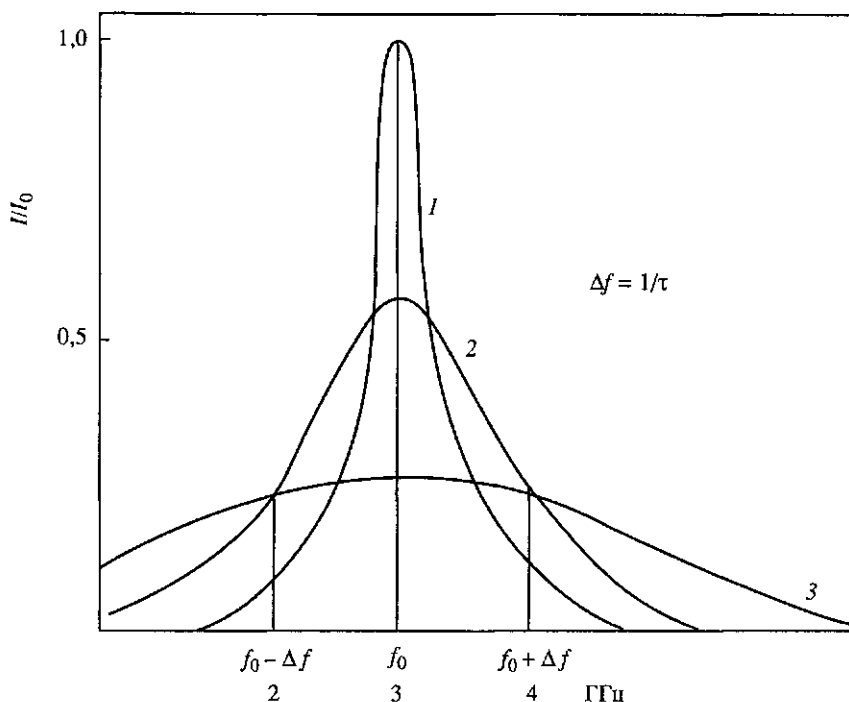


Рис. 8.14. Спектральный состав импульса СВЧ-энергии длительности 1 нс

1, 2, 3 – номера гармоник разложения импульса в ряд Фурье

быть использован в конструкции описанной выше линзовой антенны. Практические конструкции искусственных диэлектриков часто выполняются на основе множества мелких металлических шариков, равномерно распределённых по объёму легкоплавкой диэлектрической пластины.

Как было отмечено ранее, в СВЧ-энергетике могут использоваться очень короткие импульсы длительностью около десятков и даже единиц наносекунд. При передаче импульсов такой длительности возникают определённые трудности, сущность которых сводится к следующему.

В СВЧ-диапазоне излучение уже нельзя рассматривать как монохроматическое, оно представляет собой (рис. 8.14) набор частот, $f = f_0 \pm \Delta f$, где $\Delta f = 1/\tau_{\text{имп}}$. Это приводит к тому, что антенно-фидерная система должна передавать и принимать импульсы такой длительности без искажений – например, с использованием широкополосных СВЧ-трактов или с использованием в СВЧ-тракте станций сверхпроводящих коаксиальных кабелей, характеристики которых проанализированы в разделах 2.4 и 8.2.

ЗАДАЧИ

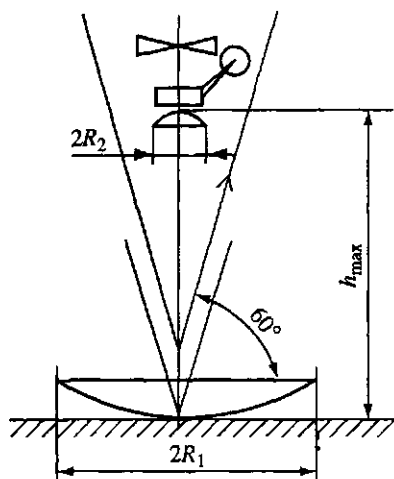


Рис. к задаче № 20

Задача № 19. Параболическое зеркало радиотелескопа имеет раскрыв $2R = 20$ м, а его система регистрации сигналов позволяет определить мощность падающей плоской волны ($\lambda = 30$ см) с погрешностью не более 5%. Оценить максимально возможную погрешность измерения угловых координат наблюдаемых звёзд, связанную с направленностью антенны.

Задача № 20. Модель вертолёта висит на постоянной высоте при мощности питания электродвигателя 500 Вт. Приёмная антенна модели имеет пло-

щадь $S = 1$ м². Определить высоту подъёма модели h , если она облучается зеркальной антенной типа Грегори с раскрывом $2a = 6$ м, питаемой от магнетрона мощностью $P_0 = 250$ кВт на частоте 3 ГГц.

У к а з а н и е: неоднородность распределения поля по раскрыву зеркальной антенны принять за $\frac{E(r=a)}{E(r=0)} = 0,8$, что даёт значение

коэффициента ширины диаграммы направленности $m = 60^\circ = 1,05$ рад. Кпд приёмного устройства модели принять за 100%.

Глава 9

НЕПРЕРЫВНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКИ

Как было показано в предыдущих главах, многие технологические процессы могут быть радикально улучшены, если вместо традиционных средств нагревания использовать СВЧ-энергию. На практике наибольшее распространение получили СВЧ-установки нагрева, вызванного потерями СВЧ-поля в веществе. К ним относятся: установки для размораживания, приготовления, подогрева и обезвоживания пищевых продуктов, сушки сырых диэлектрических материалов (сельскохозяйственная продукция, лесоматериалы, текстиль, пластмассовые отливки), сваривание пластмасс, очистка металлических поверхностей или их упрочнение, спекание порошковых изделий и т.д.

Из «непрямых» использований СВЧ-энергии следует отметить процессы её преобразования в энергию постоянного тока для привода электродвигателей аппаратов различного назначения.

Все перечисленные процессы отличаются энергоёмкостью, и реализующие их установки должны содержать СВЧ-генераторы соответствующей мощности.

Параметры и эксплуатационные характеристики СВЧ-генераторов постоянно улучшаются, и этот процесс имеет тенденцию устойчивого и активного развития.

Наиболее распространённый тип ламп СВЧ-энергетики – это приборы со скрещёнными полями: магнетроны, амплитроны и приборы О-типа. Из приборов с модуляцией электронного потока по скорости находят применение клистроны и металло-керамические триоды и тетроды, которые к настоящему времени доведены до состояния экономичных и дешёвых источников СВЧ-энергии. Хорошие перспективы широкого внедрения в СВЧ-энергетику имеют и релятивистские СВЧ-устройства, обеспечивающие мощность ≥ 1 ГВт при длительности импульсов $\sim 10^{-8}$ с. Остановимся на каждом типе генераторов более подробно.

9.1. Генераторы М-типа

Подавляющее количество установок СВЧ-энергетики непрерывного и импульсного режимов работы используют в качестве источников мощности магнетроны, благодаря их превосходству по КПД и способности работать на нагрузку с большим КСВ [7, 92, 94, 129].

Поперечное сечение магнетрона показано на рис. 9.1. Анодный блок магнетрона содержит N объёмных резонаторов типа щель-отверстие и расположен соосно с цилиндрическим катодом диаметром d_k , образуя пространство взаимодействия протяжённостью $(d_a - d_k)/2$.

Анодный блок помещён в постоянное магнитное поле, вектор индукции $\vec{B}$ которого направлен перпендикулярно плоскости рисунка, а катод находится под отрицательным потенциалом относительно заземлённого анодного блока и нагревается нитью накала для эмиссии электронов.

Электроны, эмиттированные катодом, движутся в пространстве взаимодействия под действием постоянных скрещённых электрического и магнитного полей по трохоиде. Электронное облако, вращающееся вокруг катода, разбивается под действием высокочастотного электрического поля резонаторов на дискретные сгустки-спицы (I на рис. 9.1), которые группируются относительно электронов, начавших своё движение с катода в момент максимума тормозящего тангенциального электрического СВЧ-поля. При генерации колебаний в анод-катодном пространстве образуются спицы электронов, дрейфовая скорость которых должна равняться фазовой скорости одного из видов колебаний и электромагнитных волн.

Если анодный блок содержит N резонаторов, то разность фаз их колебаний может принимать дискретные значения

$$\Phi = 2\pi n / N, \quad (9.1)$$

где $n = 0, 1, \dots, N$, причём при симметрии анодного блока невырожденными являются только виды колебаний с индексами $n = 0$ и $n = N/2$, а общее число различных резонансных частот блока равно $N/2 + 1$.

В большинстве магнетронов используется π -вид колебаний ($\Phi = \pi$, $n = N/2$), который при наличии проводящих связей, соединяющих секторы анодного блока с одинаковым знаком возбуждённого потенциала, имеет наименьшую рабочую частоту и наибольшее частотное разделение от других видов колебаний. Для возбуждения колебаний π -вида число резонаторов N должно быть чётным. На рис. 9.1 показан прибор, у которого $N = 6$.

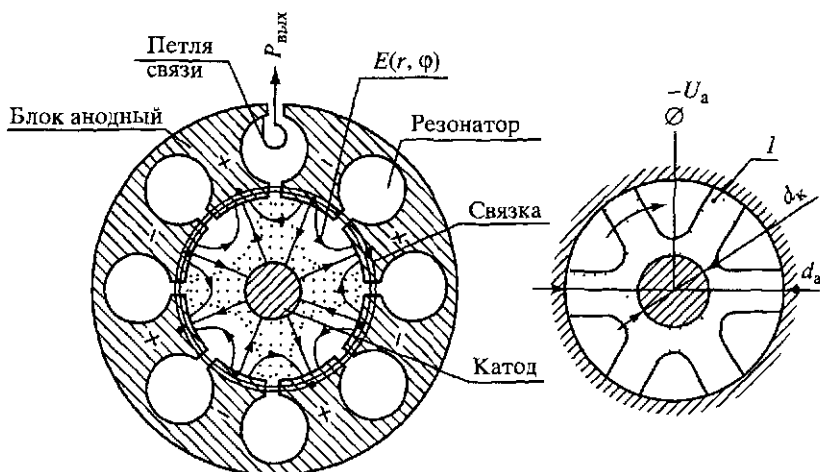


Рис. 9.1. Схема магнетрона

Число спиц пространственного заряда при $\Phi = \pi$ равно $N/2$. У мощных серийных магнетронов количество резонаторов анодного блока составляет от $N = 8$ для приборов десятисантиметрового диапазона до $N \approx 16\div 24$ при $\lambda = 3$ см.

Теоретический анализ процессов, сопровождающих работу магнетрона, приводит к следующим соотношениям, связывающим параметры и геометрические размеры прибора [116]:

– выражение для порогового напряжения, при котором электроны начинают падать на анод,

$$U_{a, \text{кр}} = B_{\text{кр}}^2 \frac{d_a^2}{32} \frac{e}{m} \left[1 - \frac{d_{\kappa}^2}{d_a^2} \right]^2, \quad (9.2)$$

– выражение для определения условий синхронизации вращения спиц пространственного заряда с СВЧ-полем возбуждаемых видов колебаний с индексом n

$$U_{a\text{н}} = \frac{\omega_n (d_a^2 - d_{\kappa}^2)}{8n} \left[B - \frac{m\omega}{en} \left[1 - \frac{d_{\kappa}^2}{d_a^2} \right]^{-1} \right], \quad (9.3)$$

– электронный кпд магнетрона

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{m}{e} \frac{8}{d_a^2 (1 - d_{\kappa}/d_a)^2} \frac{U_a}{B^2} \cong 1 - \frac{m}{e} \omega \frac{1}{nB}, \quad (9.4)$$

– полный кпд магнетрона

$$\eta = \eta_{\theta} \eta_{\text{рез}} = \eta_{\theta} \frac{Q_0}{Q_0 + Q_{\text{в}}}, \quad (9.5)$$

где Q_0 и O_b – собственная и внешняя добротности резонаторов анодного блока,

– мощность генерируемых СВЧ колебаний

$$P_r = \eta U_{an} I_a. \quad (9.6)$$

В этих соотношениях e/m – отношение заряда и массы электрона, $B_{кр}$ – критическая индукция внешнего магнитного поля, U_{an} – анодное напряжение при возбуждении колебаний с индексом n , I_a – анодный ток.

Для оценки конструктивных характеристик магнетронов полезны также полуэмпирические соотношения, выработанные разработчиками приборов [116]: $d_k/d_a = (N - M)/(N + M)$, где $3 < M < 5$, причём для восьмirezонаторных магнетронов принято $M = 4$, $d_a/\lambda_n \leq 0,3$ и $h_a \leq 0,3\lambda_n$, где h_a – высота анодного блока.

Применим приведённые формулы для оценки характеристик восьмirezонаторного магнетрона непрерывного режима работы на частоте $f = 2,4$ ГГц с мощностью $P_r = 800$ Вт, типичного для бытовых СВЧ-печей. Прежде всего установим размеры анодного блока при λ_n ($n = 4$) = 0,1224 м, исходя из полуэмпирических рекомендаций: $h_a \approx 30$ мм, $d_a = 18$ мм, $d_k/d_a = 1/3$. Критическая индукция магнитной системы находится из (9.2) при $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг в виде $B_{кр} = 4,62 \cdot 10^{-2}$ Тл = 462 Гс. Полученная величина индукции может быть легко обеспечена постоянным магнитом, набранным из ферромагнитных колец с диаметром центрального отверстия 40+45 мм. Следует принять рабочее значение $B \sim 0,06$ Тл $> B_{кр}$. Условие синхронизации при заданной угловой частоте $\omega_n = 1\,539 \cdot 10^{10}$ 1/с и выбранном $B = 6 \cdot 10^{-2}$ Тл выполняется согласно (9.3) при $U_a = 4,9$ кВ и, следовательно, источник питания установки должен быть спроектирован на напряжение 5 кВ. Электронный КПД рассматриваемого магнетрона $\eta_b \approx 1 - 0,364 = 63\%$. При расчёте полного КПД следует учесть, что на практике $Q_0 \approx 10^3$, $Q_b \approx 2 \cdot 10^2$ и по (9.5) получается $\eta \approx 53\%$. В конце расчёта следует определить анодный ток лампы по формуле (9.6) и мощность источника питания P_n : $I_a = 0,31$ А, $P_n = P/\eta = 1,5$ кВт. Реальный источник питания магнетрона должен также вырабатывать мощность питания накала катода P_k , обеспечивающую номинальный анодный ток лампы. В данном случае $P_n \approx 30$ Вт.

Проведённый расчёт подтверждает, что магнетрон является малогабаритным, эффективным источником СВЧ-энергии. Созданные образцы магнетронов перекрывают диапазон частот от 300 МГц до 300 ГГц при электронном КПД до 80%. Выходная мощность серийных магнетронов непрерывного действия сос-

тавляет от долей ватта до нескольких десятков киловатт, а импульсного действия – от 10 Вт до 20 МВт.

Основная техническая трудность, возникающая при создании мощных магнетронов, связана с реализацией системы охлаждения анодного блока, на котором выделяется мощность $P_a = P_r/\eta$ за счёт бомбардировки электронным облаком и потерь СВЧ-мощности в резонаторах. В рассмотренном выше примере $P_a = P_r(1 - \eta)/\eta = 710$ Вт, и такая мощность может быть снята воздушным потоком через радиатор, надетый на анодный блок. Проблемы охлаждения мощных магнетронов подробно рассмотрены в разделе, посвящённом импульсным генераторам.

Нагрузочные характеристики магнетронов сходны с нагрузочными характеристиками «одноконтурных» генераторов, так как затягивание резонансной частоты анодного блока под действием внешней нагрузки значительно меньше разделения частот видов колебаний. Снятие нагрузочных характеристик магнетрона проводится при номинальных значениях магнитной индукции и постоянного анодного тока I_a . На рис. 9.2 приведены нагрузочные характеристики импортного магнетрона непрерывного действия DX-206, параметры которого близки к отечественным лампам марки М-105 и М-112. Из рисунка видно, что максимум генерируемой мощности получается не в режиме согласования, а при сравнительно высоком КСВ нагрузки, что связано с особенностями конструкции вывода энергии. Работа магнетрона становится неустойчивой только при КСВ нагрузки > 5 . Коэффициент затягивания частоты, определяемый при КСВ = 1,5, равен для режима $P_r = 1,2$ кВт, 2 МГц. Как следует из нагрузочной характеристики, магнетрон можно использовать, например, в качестве источника питания рабочей камеры СВЧ-печи в широком интервале загрузок камеры обрабатываемыми продуктами.

Другим прибором М-типа, представляющим интерес для СВЧ-энергетики, является амплитрон [166]. Амплитрон является усилителем М-типа и подобно магнетрону имеет цилиндрический катод, параллельно которому направлено постоянное магнитное поле. Замедляющая система амплитрона, устройство которого показано на рис. 9.3, является разомкнутой и имеет два вывода для подачи входного сигнала и съёма усиленной мощности. Обычно используется замедляющая система гребенчатого типа, выступы которой, как и в магнетроне, соединены через один проводящими связками. Разрыв связок обеспечивает разомкнутость замедляющей системы.

При подаче входного сигнала в замедляющей системе появляется бегущее СВЧ-поле на обратной пространственной гармо-

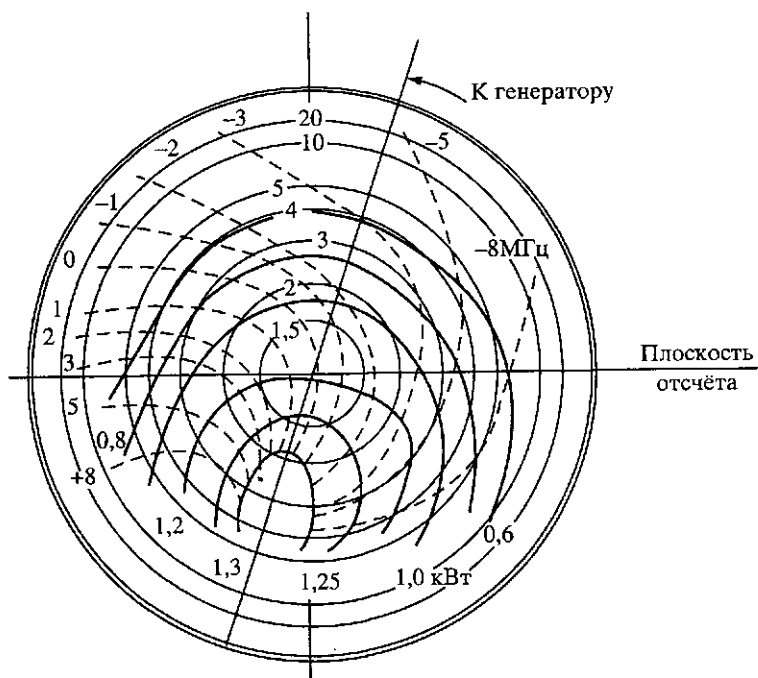


Рис. 9.2. Нагрузочные характеристики магнетрона непрерывного режима работы

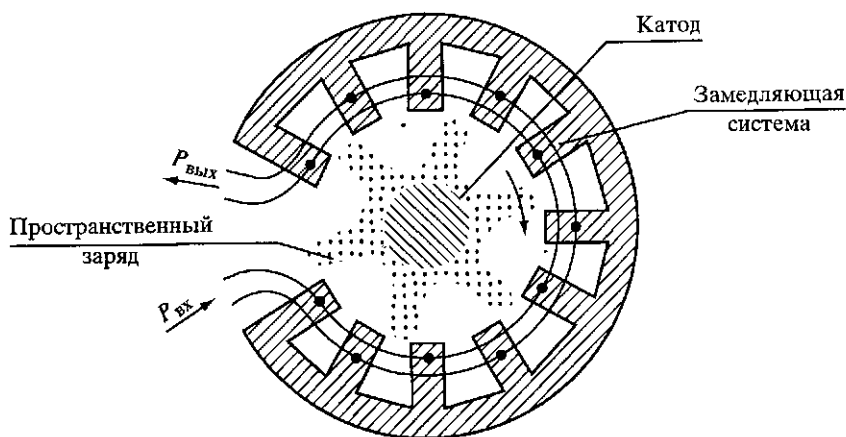


Рис. 9.3. Амплитрон

нике, которое взаимодействует с электронами. При выполнении условия синхронизма в пространстве взаимодействия образуются спицы пространственного заряда, которые вращаются вокруг катода и приходят к началу (входу) замедляющей системы. Спицы могут продолжать круговое движение и эффективно взаимодействовать с СВЧ-полем, для чего необходимо выполнить, как и в магнетроне, условие цикличности СВЧ-поля: $N\Phi = 2\pi n$, где $n = 1, 2, \dots$. Число резонаторов N должно быть нечётным, чтобы амплитрон не мог работать в режиме генерации колебаний на π -виде подобно магнетрону.

Особенность амплитрона состоит в том, что устойчивые спицы пространственного заряда не формируются до подачи некоторой критической мощности входного сигнала, а при $P_{\text{вх}} > P_{\text{вх.кр}}$ выходная мощность прибора практически не зависит от входной мощности и амплитрон всегда работает в режиме насыщения. Амплитудные характеристики амплитрона показаны на рис. 9.4, где штриховой линией обозначено пороговое значение входной мощности $P_{\text{вх.пор}}$. Для повышения выходной мощности в режиме насыщения необходимо увеличить мощность источника питания $P_{\text{п}} = U_{\text{п}} I_{\text{п}}$, затрачиваемую на создание электронного потока.

В амплитроне нет принципиальных ограничений для выходной мощности. На практике указанное ограничение определяется эмиссионной способностью катода и допустимой температурой замедляющей системы, бомбардируемой электронами. В непрерывном режиме выходная мощность амплитронов достигает 500 кВт, а в импульсном – 10 МВт. Кпд амплитрона определяется как $\eta = (P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}})/P_{\text{п}}$ и обычно составляет 55÷60%, достигая у отдельных образцов 75÷85%. Коэффициент усиления амплитрона невелик и находится в районе 8÷10 дБ.

Прогресс в создании сверхмощных амплитронов связан с их способностью работать без термоэлектронного катода, которая связана с возвратом на катод электронов, вылетевших из него в ускоряющей фазе электрического поля замедляющей системы. В мощных приборах возвращающиеся на катод электроны успевают получить от ВЧ-поля энергию, достаточную для вторичной эмиссии электронов. Вторично-эмиссионный процесс автоматически начинается после включения анодного напряжения и подачи ВЧ-мощности на вход, что исключает необходимость «первичного» катода или какого-либо другого пускового устройства. Долговечность вторично-эмиссионных эмиттеров из платины практически не ограничена, что позволяет создать амплитроны весьма высокой надёжности и долговечности.

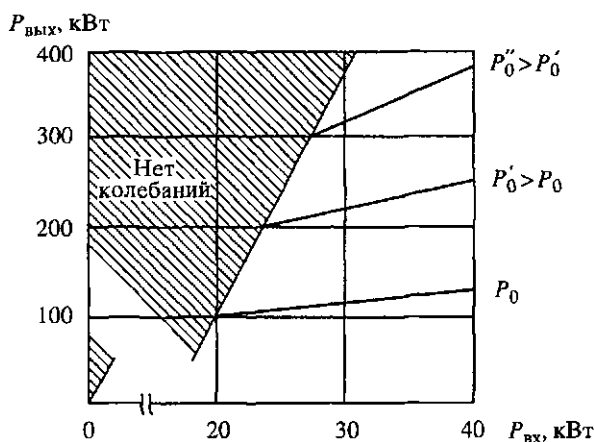


Рис. 9.4. Амплитудные характеристики амплитрона

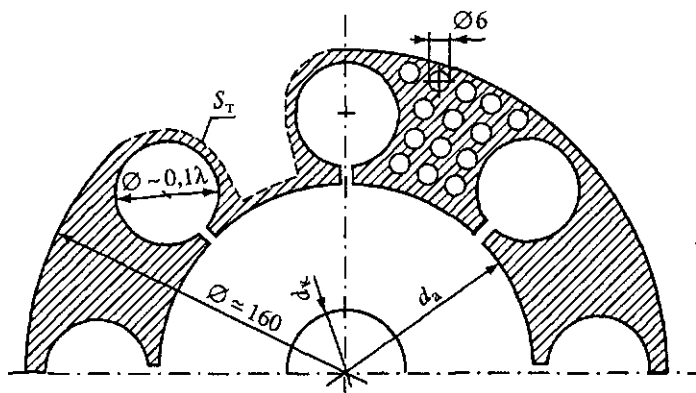


Рис. 9.5. Анодный блок мощного магнетрона непрерывного режима работы на частоте 1 ГГц

Для СВЧ-энергетики представляет интерес оценка предельно реализуемой мощности магнетрона непрерывного режима работы, питаемого непосредственно от электрогенератора постоянного тока без каких-либо трансформирующих и преобразующих устройств. В настоящее время существуют электрогенераторы [34, 44] обеспечивающие $U_{эл} = 10$ кВ, которые и могут быть использованы для питания мощного магнетрона с частотой колебаний $f = 1$ ГГц. Магнетрон с указанной рабочей частотой по своим габаритам приемлем для стыковки с эффективной системой водяного охлаждения.

Поперечное сечение анодного блока магнетрона показано на рис. 9.5, причём его характерные размеры выбраны в соот-

ветствии с приведёнными выше рекомендациями: $d_a = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м} < 0,3\lambda$. Анодный блок содержит 8 резонаторов и возбуждается на π -виде колебаний ($n = 4$). При принятых размерах условие синхронизма вращения спид пространственного заряда (9.3) можно записать в виде $B \sim U_{\text{ан}} \cdot 10^{-6} + 0,01$ и при $U_{\text{ан}} = 10^4 \text{ В}$ индукция магнитного поля $B = 0,02 \text{ Тл}$. Магнитное поле с такой индукцией можно реализовать с помощью постоянных магнитов на основе магнитожёстких сплавов. Электронный кпд рассматриваемого магнетрона согласно (9.4) составляет $\eta_0 \geq 0,6$.

Как видно из табл. 1.8, коэффициент конвективного теплообмена на практике может составить $\lambda_T = 5 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$, и если для охлаждения использовать только внешнюю боковую поверхность анодного блока $S = \pi d_a h_a$, где для обычных магнетронов $h_a \approx 0,3\lambda$, то согласно (1.6) при $T_s - T_\infty = 100^\circ \text{С}$ с анодного блока можно отвести тепловую мощность $q_k = 23 \text{ кВт}$. Поверхность теплоотвода может быть увеличена по сравнению с боковой поверхностью блока по крайней мере в 4 раза, если, как показано на рис. 9.5, выполнить фигурные вырезы на боковой поверхности или воспользоваться для прокачки воды цилиндрическими каналами. Если диаметр каналов $d_k = 6 \text{ мм}$ и $h_a = 9 \text{ см}$, то площадь теплосъёма достигает $S_T = \pi d_k h_a n_k = 2 \text{ м}^2$, где $n_k = 112$ – число каналов анодного блока. При прокачке теплоносителя по указанным каналам мощность теплосъёма с анодного блока достигает $q_k \sim 100 \text{ кВт}$, что соответствует генерируемой СВЧ-мощности $P \sim q_k/\eta = 170 \text{ кВт}$.

Реальность рассмотренной системы охлаждения можно подтвердить теплофизическими данными раздела 1.3. Принятый выше коэффициент конвективного теплообмена соответствует числу Нуссельта $\text{Nu} = \alpha_T d_k / \lambda_T = 465$, где λ_T взято для воды при температуре 50°С из табл. 1.9. Такое значение числа Нуссельта получается по (1.32а) при числе Рейнольдса $\text{Re} = 1,4 \cdot 10^5$, которое соответствует скорости прокачки воды $v_b = \text{Re}_D \nu_T / d_k = 13 \text{ м/с}$. Расход воды при такой скорости прокачки составляет $\dot{m} = \pi d_k^2 v_b / 4 \approx 40 \text{ л/с}$ и может быть ограничен, например, до $2,5 \text{ л/с}$, если нагревание охлаждающей воды составит $\Delta T_b = 10^\circ \text{С}$, а каналы анодного блока соединить в параллельно-последовательную систему, состоящую из семи параллельных ветвей, каждая из которых включает 16 последовательно включенных каналов.

Условия охлаждения магнетрона могут быть существенно улучшены, если использовать конструкцию с длинным анодом, для которой высота анодного блока возрастает до $h_a \approx 0,6\lambda$, или применить систему охлаждения с кипящей водой, в которой

Предельные энергетические характеристики магнетрона непрерывного режима работы при $f = 1$ ГГц, $U_a = 10$ кВ

Тип анодного блока	Тип охлаждения	Мощность тепло-отвода, кВт	Мощность СВЧ-колебаний при $\eta_0 = 0,6$ кВт
Магнетрон с коротким анодом	Охлаждение водой	100	170
	Охлаждение кипящей водой	1000	1670
Магнетрон с длинным анодом ($h_a \sim 0,6 \lambda$)	Охлаждение водой	200	330
	Охлаждение кипящей водой	2000	3300

достигим коэффициент теплопередачи $\alpha_t \sim 5 \cdot 10^4$ Вт/(м² · град). Все перечисленные возможные варианты конструкций магнетрона непрерывного режима сведены в табл. 9.1.

Из данных табл. 9.1 следует принципиальная энергетическая возможность создания для нужд СВЧ-энергетики магнетронов непрерывного режима очень высокой мощности с питанием непосредственно от генератора постоянного тока или от силовой сети с напряжением ~ 10 кВ. Разработка таких генераторов весьма актуальна для широкого внедрения как передвижных, так и стационарных технологических установок высокой производительности.

Отмеченная выше связь геометрических размеров анодного блока магнетрона и амплитрона с рабочей длиной волны существенно затрудняет и ограничивает возможности создания мощных СВЧ-генераторов такого типа в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн. Одним из наиболее перспективных приборов М-типа для повышения частоты и мощности излучения в коротковолновых диапазонах является гиротрон, называемый также мазером на циклотронном резонансе (МЦР), предложенный А.В. Гапоновым [36].

Принцип действия гиротрона основан на процессах взаимодействия пучка быстрых электронов со скрещённым электромагнитным полем. В гиротроне электроны инжектируются под некоторым углом к оси круглого волновода, помещённого в продольное магнитное поле. Здесь электроны движутся по спиральным траекториям с продольной $v_{||}$ и поперечной $v_{\perp}$ скоростями, причём при наблюдении с торца волновода их движение происходит по окружности с радиусом $r_L = v_{\perp}/\Omega$, где Ω – циклотронная частота. Частота вращения отдельных

электронов в нерелятивистском случае, когда $\gamma \approx 1$, не зависит от их энергии, и при взаимодействии с СВЧ-полем они будут вести себя как линейные осцилляторы. Большое количество таких осцилляторов может только поглощать энергию СВЧ-поля, что препятствует использованию нерелятивистских электронов, вращающихся в однородном продольном магнитном поле, для генерации и усиления СВЧ-излучения [36]. Отмеченная ситуация радикально изменяется, если начальная энергия электронов соответствует появлению релятивистского эффекта зависимости циклотронной частоты от энергии. Тогда отдельные электроны под действием СВЧ-поля, получая положительные или отрицательные добавки энергии, станут вращаться с разными циклотронными частотами и, смещаясь по радиусу и азимуту, собираться в сгустки.

Положение электронов в начальный момент времени и через несколько оборотов показано на рис. 9.6. Электроны 2, 3, 4 теряют свою энергию под воздействием СВЧ-поля E_θ и смещаются по спирали внутрь первоначальной круговой траектории. Циклотронная частота их вращения увеличивается, а фаза обгоняет фазу волны. Таким образом, электроны под действием СВЧ-поля группируются в сгустки по азимуту. Если частота СВЧ-поля ω немного превышает циклотронную частоту Ω , то сгусток образуется в тормозящей фазе поля и отдаёт ему свою энергию.

Положения электронных сгустков при взаимодействии трубчатого пучка радиусом R_n с волной H_{01} цилиндрического волновода могут иметь два противофазных полупериода фазовой синхронизации электронов с азимутальным электрическим полем. В основе их взаимодействия лежит поперечный синхронизм, определяемый близостью частоты поперечных периодических осцилляций к частоте генерируемого СВЧ-поля. Условия возбуждения СВЧ-колебаний гиротроном определяются из анализа его дисперсионного уравнения, приведённого в [188]. Это уравнение составлено для трубчатого пучка, толщина стенок которого Δ_n существенно меньше радиуса вращения отдельного электрона ($r_L \gg \Delta_n$), без учёта собственных полей пучка. При генерации пучком волны типа H_{01} в круглом волноводе дисперсионное уравнение имеет вид [188]

$$\omega^2 - c^2(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) = \frac{a^2}{\gamma_{\text{нх}}} \left[\frac{2(\omega - k_{\parallel}v_{0\parallel})}{\omega - k_{\parallel}v_{0\parallel} \pm n\Omega} - \frac{(v_{0\perp}^2/c^2)(\omega^2 - c^2k_{\parallel}^2)}{(\omega - k_{\parallel}v_{0\parallel} \pm n\Omega)^2} \right], \quad (9.7)$$

где $a^2 = \frac{\omega_p^2}{\pi} \cdot \frac{\Delta_n}{R^2} \cdot \frac{v_{0\perp}}{\Omega} \cdot \frac{J_1^2(\mu_{01}\Delta_n/R)}{J_2^2(\mu_{01})}$, $k_{\perp}^2 = \mu_{01}^2/R^2$, R – радиус вол-

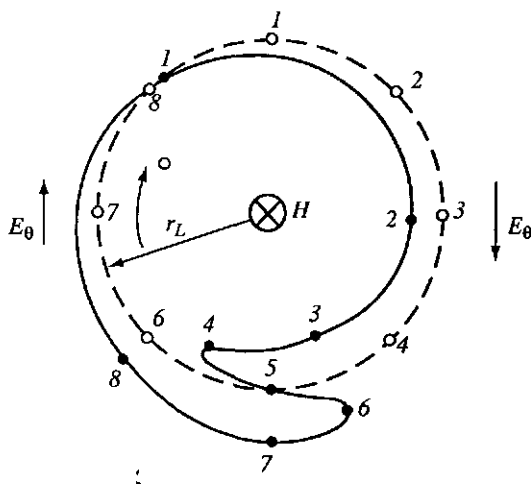


Рис. 9.6. Схема процесса группировки электронов в гиротроне: начальное (штриховая линия) и через несколько оборотов (сплошная) положение электронов на циклотронной орбите радиусом r_L

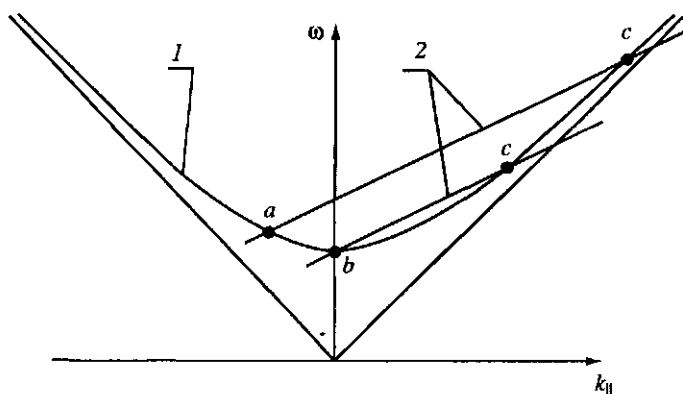


Рис. 9.7. Дисперсионные зависимости $\omega^2 = c^2(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) - 1$, $\omega^2 = k_{\parallel}v_{\parallel} + n\Omega - 2$ и режимы гиротрона:

a – генерация встречной волны, b – генерация на критической частоте, c – усиление попутной волны

новода, $J_{1,2}$ – функция Бесселя соответствующих порядков, μ_{01} – 1-й корень функции $J_1(x)$, $n = 1, 2, 3, \dots$ определяет число вариаций возбуждаемой волны по азимуту, $v_{0\parallel}$, $v_{0\perp}$ – начальные продольные и поперечные скорости электронов. Первое слагаемое в квадратных скобках описывает группировку электронов под воздействием электромагнитной волны, а второе слагаемое связано с инерционной группировкой электронов, причём пер-

вый член $(v_{0\perp}\omega/c)^2$ характеризует фазовую группировку, происходящую вследствие зависимости Ω от энергии, а второй член $(v_{0\perp}k_{\parallel})^2$ – продольную группировку под действием магнитного поля.

При $\omega_{\parallel} \rightarrow 0$ уравнение (9.7) эквивалентно решению двух дисперсионных уравнений, описывающих распространяющуюся по волноводу волну и циклотронную волну электронного потока

$$\begin{cases} \omega^2 - c^2(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) = 0, \\ \omega - k_{\parallel}v_{\parallel} \pm n\Omega = 0, \end{cases} \quad (9.8)$$

где знаки $\pm$ соответствуют волнам, направление которых противоположно или совпадает с направлением вращения электронов. В первом случае возможно возбуждение аномальных, а во втором нормальных доплеровских волн.

На рис. 9.7 построены дисперсионные кривые, отвечающие уравнениям (9.8). Здесь точка a соответствует режиму работы гиротрона при генерации встречной волны, точка b – генерации на критической частоте, c – усилению попутной волны [18]. Решение уравнения (9.7) около этих точек находится, если положить $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_0$, где $|\Delta\omega_0| \ll \omega_0$ и $\omega_0 = c(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)^{1/2}$. Ограничиваясь третьей степенью малой поправки, получим

$$\begin{aligned} \Delta\omega_0^3 - \frac{a^2}{\gamma_{\text{вх}}\omega_0} \left(1 - \frac{v_{0\perp}^2}{2c^2} \right) \Delta\omega_0^2 + \\ + \frac{a^2}{\gamma_{\text{вх}}} \left(\frac{v_{0\perp}^2}{c^2} \mp \frac{\Omega}{\gamma_{\text{вх}}\omega_0} \right) \Delta\omega_0 + \frac{a^2 k_{\perp}^2 v_{0\perp}^2}{2\gamma_{\text{вх}}\omega_0} = 0. \end{aligned} \quad (9.9)$$

Кубическое уравнение (9.9) может иметь комплексные корни, определяющие область параметров, при которых развивается неустойчивость гиротрона. Она наступает, когда поперечная скорость электронов $v_{\perp}$ станет больше некоторого порогового значения $v_{\perp\text{кр}}$.

Численные расчёты [188] показали, что время развития неустойчивости при типичных параметрах пучка электронов и внешнего магнитного поля сравнимо с длительностью пучка, если $v_{\perp}/c \leq 0,05$, и будет около 1 нс, если $v_{\perp}/c \geq 0,1$. Это означает, что использование сильноточных пучков электронов в гиротроне позволяет генерировать мощные СВЧ-импульсы примерно такой же длительности.

Схема типичного гиротрона показана на рис. 9.8. Увеличение частоты генерируемых колебаний здесь связано с увеличением

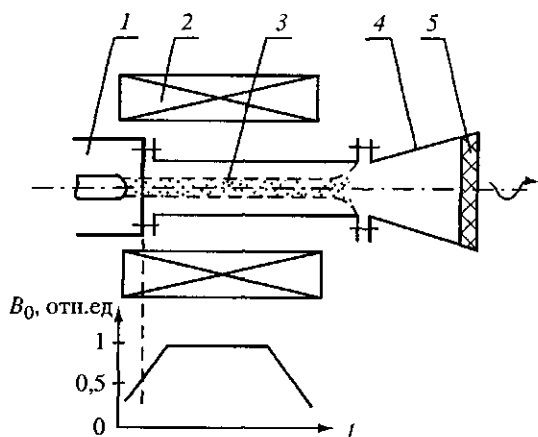


Рис. 9.8. Схема экспериментальной модели гиротрона и распределение магнитного поля по его длине:

1 — источник электронов, 2 — соленоид, 3 — волновод пространства взаимодействия, 4 — излучательная антенна, 5 — вакуумное окно

напряжённости внешнего магнитного поля, что затрудняет техническую реализацию магнитной системы прибора при продвижении в коротковолновую часть спектра. Поэтому в гиротронах часто используют сверхпроводящие магниты.

Для работы гиротрона на встречной волне, когда $k_{\parallel} < 0$, характерно автоматическое установление обратной связи даже при отсутствии отражений от концов волновода. Этот режим, так же как и режим с $k_{\parallel} \approx 0$, не особенно критичен по разбросу и неустойчивостям параметра пучка, однако увеличение частоты генерируемых колебаний возможно только за счёт увеличения напряжённости магнитного поля. Для получения наиболее коротковолнового излучения особенно интересен режим усиления попутной волны ($k_{\parallel} > 0$), так как в этом случае с увеличением скорости электронов начинает работать эффект доплеровского преобразования частоты. Среди гиротронов с попутной волной наибольшими возможностями обладает мазер на циклотронном резонансе (МЦАР), в котором $\nu_{\phi} = \omega$. При анализе явлений в ускорителях заряженных частиц [90] было показано, что при движении в продольном магнитном поле с $\nu_{\phi} = \omega$ может поддерживаться авторезонансное взаимодействие между электромагнитной волной и пучком электронов. Действительно, из выражения для синхронизма $\omega - k v_{\parallel} = \Omega$ следует, что $\gamma(1 - \beta_{\parallel}/\beta_{\phi}) \approx \approx (eB_0)/(m_0\omega) = \text{const}$. Следовательно, изменение расстройки циклотронного резонанса по отношению к электромагнитной

волне происходит в МЦАР не только при изменении циклотронной частоты, но также и при изменении продольной скорости под действием волны. Отмеченные изменения противоположны по знаку и при $\beta_\phi = 1$ равны между собой, поэтому в процессе преобразования энергии электронов в энергию СВЧ-колебаний резонансное взаимодействие между электронами и волной сохраняется. Таким образом, МЦАР обеспечивает преобразование не только поперечной, но и продольной энергии электронов в энергию электромагнитного поля при сохранении синхронизма на большой длине.

Для обычных слабoreлятивистских гиротронов наиболее характерен режим с $v_\phi > v_\parallel$, когда для повышения эффективности взаимодействия требуется увеличение поперечной скорости электронов. Если же $v_\phi < v_\parallel$, то кпд преобразования может быть положительным даже тогда, когда поперечная скорость электронов равна нулю. В этом случае имеет место аномальный эффект Доплера и осцилляторное поперечное движение электронов развивается в процессе взаимодействия пучка электронов с усиливаемой электромагнитной волной. Здесь необходимо создать замедление электромагнитной волны, что усложняет конструкцию прибора, и проблемы получения больших мощностей становятся во многом аналогичными тем же проблемам черенковских приборов О-типа [18].

Анализ различных режимов работы гиротрона обстоятельно выполнен коллективом ИПФ РАН под руководством А.В. Гапонова-Грехова. Мы оценим только кпд такого прибора, используя вывод работы [18]:

$$\eta \approx \frac{c^2 \Delta(p_\perp^2)}{2\xi_{\text{вх}}(1 - \beta_{0\parallel}/\beta_\phi)(\xi_{\text{вх}} - m_0 c^2)}. \quad (9.10)$$

В гиротроне изменение энергии электрона максимально, когда в конце цикла взаимодействия его поперечный импульс $p_\perp$ стремится к нулю. Тогда $\Delta(p_\perp^2) = -(m_0 c \gamma_{\text{вх}})^2 \beta_{0\perp}^2$ и предельный коэффициент эффективности, согласно (9.10), будет

$$\eta_{\text{пред}} \approx \beta_{0\perp}^2 / [2(1 - \gamma_{\text{вх}}^{-1})(1 - \beta_{0\parallel}\beta_\phi^{-1})]. \quad (9.11)$$

Для гиротронов характерно $\beta_\phi \rightarrow \infty$, и (9.11) преобразуется в

$$\eta_{\text{пред}} \approx \beta_{0\perp}^2 / 2(1 - \gamma_{\text{вх}}^{-1}). \quad (9.12)$$

Когда $\gamma_{\text{вх}} \gg 1$, а $\beta_\phi \approx 1$, $\eta_{\text{пред}} \approx \beta_{0\perp}^2 \gamma_{\text{вх}}^2$ для взаимодействия с попутной волной, и $\eta_{\text{пред}} \approx \beta_{0\perp}^2 / [2(1 - \beta_{0\parallel})]$ для взаимодействия со встречной волной.

В настоящее время созданы гиротроны, которые при длительности импульса ~ 1 с могут генерировать на частоте ~ 8 ГГц СВЧ-мощность ~ 1 МВт с электронным КПД $38+40\%$ и $\sim 0,5$ МВт на частоте $84+140$ ГГц. Более подробное изложение результатов экспериментального исследования релятивистских гиротронов будет сделано ниже.

9.2. Генераторы О-типа. Мощные клистроны

Принцип действия клистрона можно пояснить на примере двухрезонаторного усилителя [148, 219], схематически изображённого на рис. 9.9. Быстрый электронный пучок последовательно проходит через входной объёмный резонатор, называемый группирователем, трубку дрейфа, выходной резонатор и оседает на коллекторе. Ускорение электронного пучка происходит под действием разности потенциалов между катодом и анодом электронной пушки; разность же потенциалов между объёмными резонаторами и катодом, а также коллектором-катодом, должна быть не меньше разности потенциалов между катодом и анодом.

Усиливаемый сигнал подаётся на входной резонатор и возбуждает синусоидальное напряжение на его зазорах А–А, которое ускоряет электроны пучка, проходящие зазор в положительной фазе напряжения, и замедляет электроны, попадающие в отрицательную (тормозящую) фазу. В точках прямолинейной траектории пространства дрейфа, где ускоренные электроны догоняют замедленные, плотность заряда повышается и образуются электронные сгустки. Эти сгустки способны возбуждать СВЧ-поле в выходном резонаторе, пересекая его зазор.

Электронный КПД двухрезонаторного клистрона определяется как [114]

$$\eta_o = P_r / P_0 = M_2 J_1(X) U_2 / U_0, \quad (9.13)$$

где

$$M_2 = \frac{\sin(\theta_2 / 2)}{\theta_2 / 2} \quad (9.14)$$

– коэффициент эффективности электронного взаимодействия 2-го зазора (Б–Б),

$$X = M_1 \frac{U_1}{U_0} \theta_0 \quad (9.15)$$

– параметр группировки, U_0 – напряжение питания, U_1 – ампли-

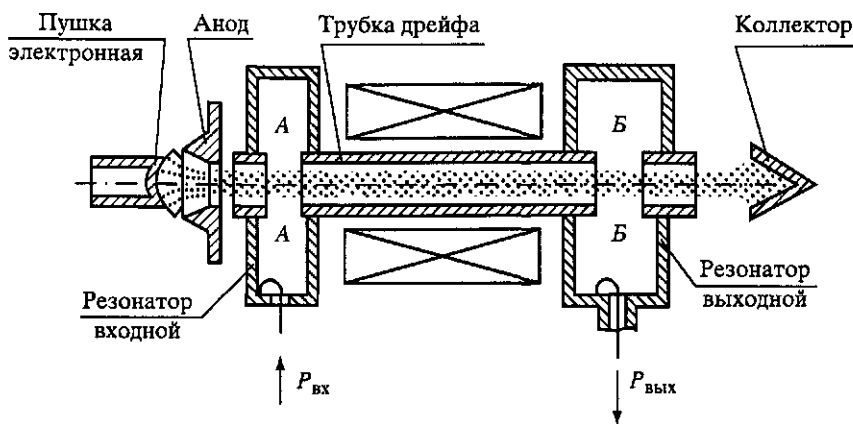


Рис. 9.9. Двухрезонаторный клистронный усилитель

туда напряжения ВЧ-поля на зазоре входного (А–А) резонатора, U_2 – то же для выходного резонатора (Б–Б).

Средний угол пролёта пространства дрейфа

$$\theta_0 = \omega l_d / v_e = \omega l_d / \sqrt{(2e/m)U_0}, \quad (9.16)$$

а средний угол пролёта зазоров входного и выходного резонаторов,

$$\theta_{1,2} = \omega \tau_{1,2} = \omega d_{1,2} / v_e. \quad (9.17)$$

Оптимальная длина пространства дрейфа связана с плазменной длиной волны соотношением

$$l_{д, опт} = \lambda_n / 4, \quad (9.18)$$

причём плазменная длина волны и круговая частота плазменных колебаний определяются как

$$\lambda_n = \frac{2\pi v_e}{\omega_n} = \frac{2\pi}{\omega_n} \sqrt{2(e/m)U_0}, \quad (9.19)$$

а круговая частота плазменных колебаний электронного пучка

$$\omega_n = \left[\frac{I'_0}{\epsilon_0} \left[\frac{e}{2mU_0} \right]^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (9.20)$$

где I'_0 – плотность тока электронного пучка, A/m^2 ($I'_0 = I_0/S_n$, I_0 – ток пучка, а S_n – площадь его поперечного сечения).

При оценке электронного кпд принимают $M_2 U_2 \approx U_0$, так как при $U_2 > U_0/M_2$ электроны могут быть отражены полем выход-

ного резонатора и не попасть на коллектор. Максимальный кпд $\eta_3^{\max} = 0,58$ достигается при $X = 1,84$.

Соотношения (9.13)÷(9.20), полученные при условии малого напряжения модуляции ($U_1 \ll U_0$), позволяют сделать некоторые оценки конструктивных параметров двухрезонаторного клистрона. Если, например, $U_0 = 25$ кВ, $I_0 = 1$ А, $\omega = 1,885 \cdot 10^{10}$ 1/с ($f = 3$ ГГц), $d_1 = d_2 = 10^{-2}$ м, $S_n = 10^{-4}$ м, то $I'_0 = 10^4$ А/м² и круговая частота плазменных колебаний $\omega_n = 1,46 \cdot 10^9$ 1/с, $\lambda_n = 0,404$ м и $l_{d, \text{опт}} = 0,101$ м. По (9.16) и (9.17) можно определить средние углы пролёта ускоряющих зазоров и пространства дрейфа: $\theta_{1,2} = 2,01$ рад и $\theta_0 = 20,9$ рад, а также коэффициенты эффективности электронного взаимодействия зазоров $M_1 = M_2 = 0,84$. Условие максимального кпд $X = 1,84$ позволяет определить амплитуду ВЧ-напряжения в зазоре группирующего резонатора по (9.15): $U_1 = 2,6$ кВ. Так как принято, что $M_2 U_2 > U_0$, то $U_2 = 30$ кВ. Полученные значения U_1 и U_2 используются для расчётов геометрии входных и выходных резонаторов по входной и выходной мощности СВЧ-колебаний, усиленных клистроном.

Следует иметь в виду, что действительный полный кпд двухрезонаторного клистрона, учитывающий потери в колебательных контурах, потерю электронов на пути к коллектору и другие отрицательные эффекты, значительно меньше максимального и составляет 15÷20%. Если $\eta \cong 15\%$, то генерируемая мощность $P_r = 0,15 U_0 I_0 = 3,8$ кВт. Аналогично, реальный коэффициент усиления при максимальной выходной мощности по тем же причинам обычно не превышает 10 дБ и мощность СВЧ-колебаний, вводимых в группирующий резонатор, должна быть ~ 400 Вт.

Указанные недостатки приводят к тому, что двухрезонаторные клистронные усилители и генераторы в настоящее время практически не используются. Значительно лучшие характеристики имеют многорезонаторные клистроны, реальный коэффициент усиления которых доходит до 60 дБ, кпд $\cong 45\div 50\%$, а выходная мощность в непрерывном режиме может превышать 100 кВт [78].

9.3. Триоды и тетроды

В настоящее время благодаря созданию оксидных катодов, способных работать длительное время при больших средних токах, применению новых эффективных конструкционных материалов и усовершенствованию технологии сборки такие хорошо известные генераторные лампы, как триоды и тетроды диапа-

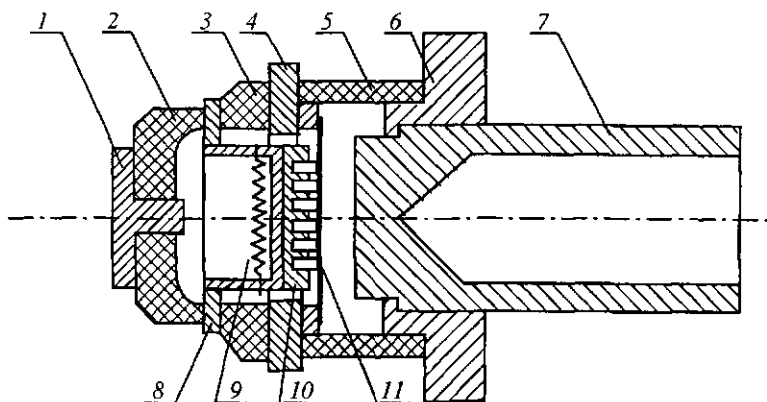


Рис. 9.10. Конструкция титано-керамического триода:

1 – вывод подогревателя, 2 – изолятор подогревателя, 3 – входной изолятор, 4 – держатель сетки, 5 – выходной изолятор, 6 – вывод анода, 7 – радиатор анода, 8 – контакт подогревателя катода, 9 – подогреватель, 10 – держатель сетки, 11 – сетка

зона 1÷3 ГГц могут быть широко использованы в качестве источников СВЧ-энергии [106, 171].

Триоды и тетроды удобны в эксплуатации, так как не требуют внешнего магнитного поля, обходятся без стабилизированного источника питания и могут быть смонтированы во внешнем невакуумном резонаторе. Стоимость этих приборов в условиях массового производства по сравнению с магнетронами может быть сравнительно небольшой.

Конструкция эффективного титано-керамического триода с дисковыми впамями показана на рис. 9.10.

Электроды и выводы мощных ламп выполняют из тугоплавких, хорошо обезгаживаемых металлов, например титана, который способствует поддержанию внутри лампы высокого вакуума за счёт адсорбции выделяемых газов. Изолирующие и конструкционные материалы прибора изготавливаются из керамических материалов.

В триоде, показанном на рис. 9.10, подогреватель прикреплен непосредственно к нижней поверхности катодного диска, а катодно-подогревательный узел поддерживается тонким цилиндром из гафния – тугоплавкого металла с низкой теплопроводностью и малым коэффициентом линейного расширения. Благодаря гафнию крепление катода отличается прочностью и устойчивостью, что позволяет расположить сетку в непосредственной близости от поверхности катода.

В верхней поверхности катода вырезаны канавки, в которые входят рёбра крепления сетки. Проволочки сетки прикреплены к

указанным рёбрам, фиксирующим малое пролётное расстояние катод–сетка и обеспечивающим хорошее охлаждение сетки. В приведённой конструкции для сетки можно использовать тонкую проволоку и получить большие значения коэффициента крутизны.

Полезный уровень плотности тока оксидного катода в металлокерамических лампах достигает 2 А/см^2 и более, что позволяет при малом пролётном пространстве сетка–катод получить коэффициент крутизны не менее 300 мА/В .

Теоретический анализ влияния времени пролёта в триоде в режиме больших токов весьма сложен и проводится с помощью пространственно-временных диаграмм, построенных по результатам решения уравнений движения электронов в лампе [135].

Для оценки предельной частоты триода при работе в режиме больших амплитуд тока можно использовать соотношение [37]

$$f_{\text{пред}} = \frac{1}{3d_{\text{кс}}} \sqrt{\frac{eU_c}{2m}}, \quad (9.21)$$

где $d_{\text{кс}}$ – расстояние от оси проволок сеточного полотна до катода, U_c – амплитудное значение управляющего напряжения на сетке относительно катода. Формула (9.21) получена при условии, что угол пролёта промежутка катод–сетка не превышает $2\pi/3$.

В некоторых случаях предельная рабочая частота СВЧ-ламп оценивается по формуле «коэффициента качества» [170]

$$f_k = \frac{G}{2\pi C_0}, \quad (9.22)$$

где C_0 – выходная ёмкость (ёмкость анод–сетка) лампы, G – крутизна характеристики лампы.

Например, если $d_{\text{кс}} = 10^{-4} \text{ м}$, $U_c \cong 30 \text{ В}$, $G = 0,300 \text{ А/В}$, $C \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$, то предельная рабочая частота лампы по формуле (9.21) равна $f_{\text{пред}} = 5,4 \text{ ГГц}$, а по формуле (9.22) $f_k = 9,5 \text{ ГГц}$. Таким образом, приведённые оценочные соотношения дают качественно одинаковый результат.

В СВЧ-диапазоне широко применяется схема включения триодов с общей сеткой, которая обладает большой устойчивостью к самовозбуждению по сравнению со схемой с общим катодом [45].

Одна из распространённых конструкций источника СВЧ-мощности на основе дискового металлокерамического триода показана на рис. 9.11.

Выходной призматический резонатор с колебаниями H_{101} выполнен из отрезка стандартного прямоугольного волновода, а анодно-сеточный зазор лампы расположен в максимуме составляющей E_y электрического поля резонатора. Входной резонатор прибора коаксиального типа с укорочением на ёмкость катод-сетка образован держателями 3 и 4. Входной резонатор также имеет подвижный короткозамыкатель, позволяющий регулировать его резонансную частоту. Выводы подогревателя и катода проходят через входную ВЧ-линию, и провода питания нити накала отводятся от них в местах, где уровень ВЧ-напряжения близок к нулю.

Источник СВЧ-мощности, показанный на рис. 9.11, работает как усилитель. При напряжении лампы $U_a = 2,1$ кВ мощность питания подогревателя $P_n = 50$ Вт и напряженне смещения сетки $U_c = -30$ В. После подачи на входной резонатор сигнала мощностью $P_{вх} = 50$ Вт и частотой $f = 1,3$ ГГц выходная мощность усилителя достигает 1 кВт при анодном токе $I_a = 0,7$ А, что соответствует полному кпд $\eta = 65\%$ и коэффициенту усиления $K_{yc} = 13$ дБ.

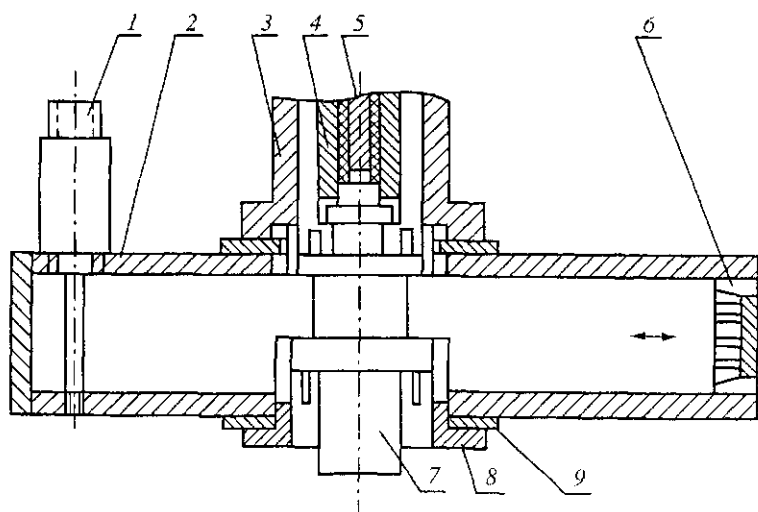


Рис. 9.11. Источник СВЧ-мощности на основе триода:

1 - магнитное устройство связи с выходным резонатором, 2 - выходной призматический резонатор, 3 - держатель сеточного вывода лампы, 4 - держатель катодного вывода, 5 - вывод питания нити накала, 6 - короткозамыкающий настроечный поршень призматического резонатора, 7 - металл-керамический триод, 8 - держатель анодного вывода, 9 - контактная прокладка

Триоды СВЧ часто используются в качестве генераторов, для чего следует часть выходной мощности подать в соответствующей фазе на входной резонатор. Так, например, усилитель, приведённый на рис. 9.11, можно превратить в эффективный автогенератор, если часть выходной мощности отделить с помощью направленного ответвителя с переходным ослаблением $12\div13$ дБ и передать её по коаксиальной линии, снабжённой фазовращателем, во входной резонатор.

Металлокерамические триоды легко приспособить для совместной работы как в генераторах, так и в усилителях сигналов. Так, в призматическом резонаторе с колебаниями H_{10p} ($p = 1, 2, 3, \dots$) можно установить значительное количество ламп на расстоянии $\lambda_n/2$, так что их мощность будет складываться. Например, если в приборе, показанном на рис. 9.11, использовать резонатор с колебаниями H_{105} , т.е. длиной $2,5\lambda_n$, то в максимумах электрического поля помещается пять триодов и легко сформировать автогенератор с выходной мощностью 5 кВт и кпд $\eta = 60\div63\%$.

Недостатком СВЧ-триодов является низкий коэффициент усиления по мощности, который в значительной мере устранён у СВЧ-тетродов. Электроды тетродов также имеют цилиндрическую конструкцию и дисковые выводы, а напряжение экранной сетки обычно равно постоянному напряжению анода.

При генерировании сверхмощных колебаний СВЧ-диапазона конструктивное разделение ламп и колебательной системы из-за больших потерь в пружинных контактах нерационально. Поэтому электроды сверхмощных тетродов часто изготавливаются совместно с колебательной системой, а резонаторные полости вакуумируются. Примером такой конструкции является тетродный генератор, называемый резнатроном [7, 21], который на частоте ~ 1 ГГц вырабатывает среднюю мощность $50\div70$ кВт при кпд $60\div65\%$ и анодном напряжении $10\div16$ кВ. Таким образом, СВЧ-тетроды, как и триоды, могут найти широкое применение как в бытовых, так и в промышленных установках СВЧ-энергетики.

ЗАДАЧИ

Задача № 21. Магнетрон непрерывной мощности 25 кВт с полным кпд 60% охлаждается потоком воды в прямоугольном канале сечением 80×5 мм через боковую поверхность анодного блока с наружным радиусом 80 мм и высотой 80 мм. Определить поток воды с начальной температурой 20°C , необходимый для удержания температуры анодного блока на уровне 80°C .

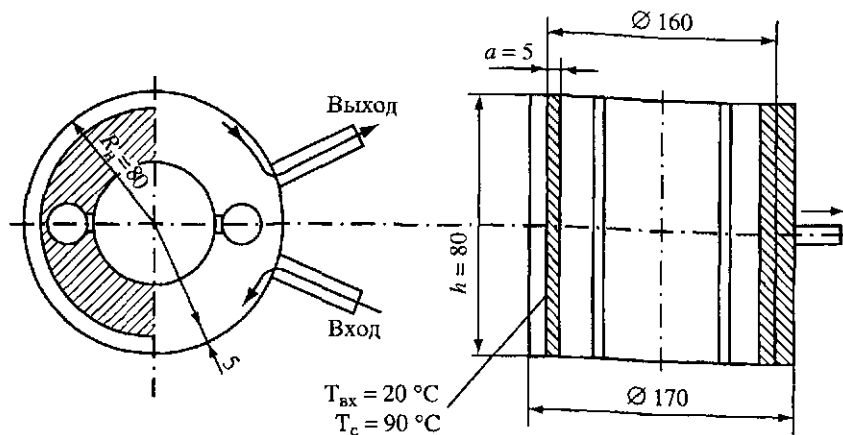


Рис. к задаче № 21

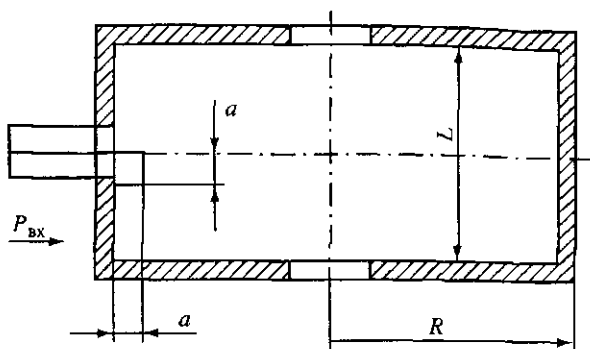


Рис. к задаче № 22

Задача № 22. Определить размеры квадратной петли связи входного резонатора усилительного клистрона с коаксиальной линией, имеющей волновое сопротивление 75 Ом . Собственная частота входного цилиндрического резонатора с колебаниями E_{010} $f_0 = 3000\text{ МГц}$, его длина $L = 1\text{ см}$. Корпус резонатора выполнен из меди с коэффициентом технологического качества $K_{\text{х}} = 0,75$.

Глава 10

ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ СВЧ-ЭНЕРГЕТИКИ

10.1. Работа генератора в импульсном режиме. СВЧ-генераторы микросекундной длительности

Высокие и сверхвысокие мощности СВЧ-излучения по ряду причин могут быть получены лишь в течение малых промежутков времени. Рассмотрим это на примере магнетрона. При использовании магнетронов в импульсном режиме работы длительность импульса определяется длительностью импульса питания и крутизной его фронтов. При использовании очень коротких импульсов наносекундной длительности решающее влияние оказывает переходной процесс установления колебаний в резонаторной системе и процесс формирования спиц пространственного заряда.

Минимально возможную длительность СВЧ-импульса магнетрона можно оценить по времени установления колебаний в резонаторах анодного блока

$$E = E_0[1 - \exp(-t/\tau)] = E_0[1 - \exp(-\pi f t / Q_n)], \quad (10.1)$$

где E_0 – амплитуда напряжённости электрического поля резонатора в стационарном режиме, $\tau = Q_n/(\pi f)$ – постоянная времени резонатора. Принято считать, что минимальное значение $t \approx \tau$, когда $E = 0,63E_0$. Используя указанные в 9.1 значения $f \approx 3 \cdot 10^9$ 1/с и $Q_n = 200$, получаем допустимое значение длительности импульса $t_n \geq \tau = 21 \cdot 10^{-9}$ с = 21 нс.

Другую оценку минимальной длительности СВЧ-импульса можно получить по времени оборота сформированных спиц пространственного заряда

$$t \approx \frac{\pi(d_a + d_k)}{2v_\phi}, \quad (10.2)$$

где v_ϕ – фазовая скорость бегущей волны резонаторной системы, в синхронизме с которой вращаются спицы. Для типичных значений $v_\phi = 0,3 \cdot 10^9$ м/с и $d_a + d_k \equiv \frac{4}{3} d_a \equiv 2,4 \cdot 10^{-2}$ м, а из (10.2)

следует, что $t = 1,3$ нс, причём для сохранения высокого кпд магнетрона необходимо, чтобы спицы успели сделать $10 \div 20$ оборотов в пролётном промежутке. Тогда $t_n \geq 20t \equiv 26$ нс и обе оценки приводят к одинаковой минимально возможной длительности СВЧ-импульса магнетрона $\sim 20 \div 30$ нс.

Оптимальная форма импульса анодного напряжения магнетрона показана на рис. 10.1. Рабочий вид колебаний π начинает возбуждаться в момент t_1 , когда анодное напряжение составляет $\sim 60\%$ номинала и крутизна фронта на участке $t_0 - t_1$ должна быть высокой. На протяжении отрезка времени $t_1 - t_2$ скорость изменения напряжения должна быть не более 200 кВ/мкс и в момент t_2 колебания π -вида полностью устанавливаются. После этого анодное напряжение может быть резко повышено до номинальной величины за очень короткое время $t_{2,3} \equiv 20/f \equiv 10$ нс. Далее в течение времени $t_3 - t_4$ анодное напряжение должно оставаться по возможности неизменным. Уменьшение напряжения на заднем фронте целесообразно производить сначала быстро, а затем с пониженной скоростью, избегая положительных выбросов после окончания импульса. Приведённая форма импульса позволяет получить огибающую СВЧ-импульса, близкую к идеальному прямоугольнику, без возбуждения паразитных видов колебаний магнетрона, и используется на практике при длительности импульсов $0,2 \div 10$ мкс.

Следует отметить, что в магнетронах стандартного исполнения время формирования электронного облака составляет $0,2 \div 0,5$ мкс и в течение этого времени должно нарастать напряжение анода до уровня $0,6 U_a$. Для генерации наносекундных импульсов СВЧ-энергии используется пьедестальный метод, когда, как показано на рис. 10.2, на импульс длительностью $t_n \geq 0,5$ мкс с амплитудой $0,6 U_a$ накладывается импульс наносекундной длительности, повышающий анодное напряжение до номинального значения U_a . С помощью пьедестального метода получен импульс СВЧ-энергии магнетрона М-32 длительностью ~ 200 нс [54].

Ограничения, накладываемые на импульсную мощность магнетрона тепловым режимом, можно выявить, если представить анодный блок магнетрона в виде плоской пластины толщиной d , у которой одна поверхность поддерживается системой охлаждения при постоянной температуре $T_0 = 273$ К = 0° С, а на

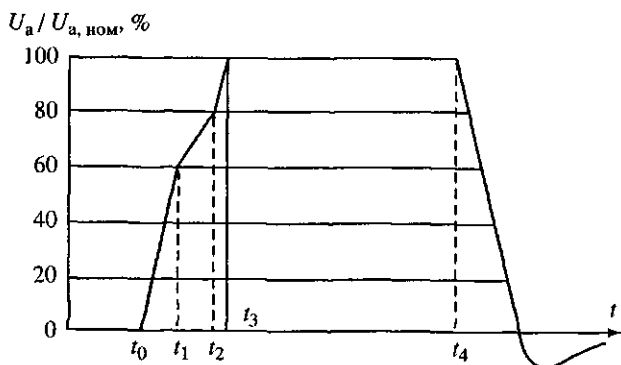


Рис. 10.1. Оптимальная форма импульса анодного напряжения магнетрона

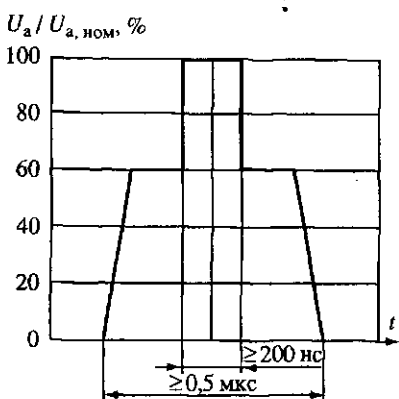


Рис. 10.2. Пьедестальный метод формирования импульсов анодного напряжения наносекундной длительности

другую поверхность поступает тепловая энергия со скоростью W_0 (Дж/с). Для данного случая, используя решение уравнения теплопроводности (1.22), можно получить отношение количества тепла, проходящего сквозь охлаждаемую поверхность в момент t , к скорости подачи тепла в виде [79, 154]

$$\frac{W_0}{W_1} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left[1 - \operatorname{erf} \frac{(2n-1)d}{2\sqrt{\chi t}} \right], \quad (10.3)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок Гаусса, табулированная, например, в [169].

Для малых моментов времени соотношение (10.3) упрощается до

$$\frac{W_0}{W_1} = 2 \left[1 - \operatorname{erf} \frac{d}{2\sqrt{\chi t}} \right]. \quad (10.4)$$

Отсюда следует, что, например, для медного анодного блока толщиной $d = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м с коэффициентом температуропроводности $\chi = 1,17 \cdot 10^{-4}$ м²/с формула (10.4) записывается в виде

$$\frac{W_0}{W_1} = 2 \left[1 - \operatorname{erf} \frac{0,693}{\sqrt{t}} \right]$$

и далее можно определить время, в момент которого скорость передачи энергии составляет 2% от скорости её подачи, т.е. когда $\operatorname{erf}(0,693/\sqrt{t}) = 0,990$ или $t = 0,14$ с. Полученный результат свидетельствует, что даже в течение микросекундных импульсов нет заметного охлаждения анодного блока и всё охлаждение происходит в промежутке между импульсами анодного напряжения. За время импульсов наносекундной длительности вся тепловая энергия концентрируется во внутреннем слое анодного блока, на границе которого $(W_0/W_1) \leq 0,1$. Толщина такого слоя, согласно (10.4), составляет $d \sim 13,4$ мкм, а его масса при $d_a = 20$ мм и $l_a = 30$ мм равна $m = 0,225 \cdot 10^{-3}$ кг. Предельная температура поверхности анодного блока ~ 600 °С и, согласно (1.1), в поверхностном слое толщиной 13,4 мкм может быть аккумулирована энергия $W_{\text{и}} = 51,7$ Дж. Мощность теплового импульса, содержащего такую энергию, равна $P_{\text{и}} = W_{\text{и}}/t_{\text{и}}$ и при $t_{\text{и}} = 2$ мкс $P_{\text{и}} = 26$ МВт. Если КПД магнетрона $\eta = 60\%$ мощность импульса СВЧ-энергии составит $P = P_{\text{и}} \cdot \eta/(1 - \eta) = 39$ МВт. Аналогично, при $t = 200$ нс импульсная мощность магнетрона составит $P = 390$ МВт.

Полученные величины СВЧ-мощности при импульсном режиме работы обычных магнетронов близки к предельно достижимым. Для генерации мощностей ~ 1 ГВт и выше разработаны и созданы релятивистские приборы СВЧ.

10.2. Традиционные мощные релятивистские СВЧ-генераторы наносекундной длительности

Предельные уровни СВЧ-мощности электровакуумных приборов СВЧ определяются, как было отмечено, возможностями получения сильноточных пучков электронов. В настоящее время созданы сильноточные электронные ускорители (СЭУ), генерирующие пучки релятивистских электронов мощностью $10^9 \div 10^{13}$ Вт в виде импульсов наносекундной длительности. Применение таких пучков позволяет увеличить уровень генерируемой СВЧ-мощности на 2 ÷ 3 порядка по сравнению с элек-

тровокуумными приборами (рис. 10.3). Здесь $\mathcal{E}$ – плотность энергии используемых накопителей, а ρ – волновое сопротивление формирующей линии.

Принцип действия большинства СЭУ основан на относительно медленном накоплении электрической или магнитной энергии с последующим быстрым её использованием для прямого ускорения электронов в диоде со взрывоэмиссионным катодом [55, 123].

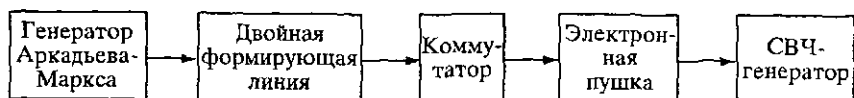
Структурная схема типичного СЭУ показана на рис. 10.4. Он состоит из генератора высоковольтных импульсов и источника ускоренных электронов. В свою очередь генератор состоит из источника зарядного напряжения 1, коммутатора 2, накопителя энергии 3. Источник электронов включает высоковольтный диод, собранный из катододержателя 5 и анода 7, вакуумную камеру 6, изолятор 4 и соленоид 8.

Конструктивно источник электронов является продолжением накопителя и играет роль трансформирующей линии, согласующей импеданс формирующей линии с импедансом диода. Вакуумная камера отделена от изоляционной среды накопителя твёрдотельным изолятором, к которому предъявляют жёсткие требования по электрической прочности, обеспечивающей подачу полного напряжения СЭУ.

Катододержатель 5 соединяет катод высоковольтного диода с электродом формирующей линии накопителя. Основные требования, предъявляемые к катододержателю, связаны с обеспечением его малой собственной индуктивности и с тем, чтобы в месте контакта катододержателя с диэлектриком не развивались разряды, разрушающие диэлектрик.

Катоды высоковольтных диодов СЭУ работают в режиме взрывной эмиссии, суть которой заключается в том, что при напряжённости электрического поля $5 \cdot 10^9$ В/м и более в вакууме на катоде с неоднородностями появляются автоэлектронные токи, вызывающие разогрев и взрыв микронеровностей [54, 204]. В результате взрывов многих микроострий и благодаря ионизации материала катода происходит образование прикатодной плазмы, фронт которой и является эмиттером потока электронов. Эмиссионная возможность такой плазмы очень велика и обеспечивает плотность тока эмиссии более 10^{10} А/см². Благодаря взрывоэмиссионным катодам стало возможным получать пучки электронов с током до 10^6 А.

В релятивистской электронике наиболее часто используются коаксиальные диоды с продольным магнитным полем. Здесь взрывоэмиссионный катод, выполненный в виде стержня или конуса с эмиттирующей поверхностью, помещён в цилиндри-



$$U_k = 60 \text{ кВ}$$

$$U_k = (0,5 \div 10) \text{ МВ}$$

$$U = 0,5 \div 10 \text{ МВ}$$

$$\tau = 10 \div 100 \text{ нс}$$

$$\rho = 10 \div 20 \Omega$$

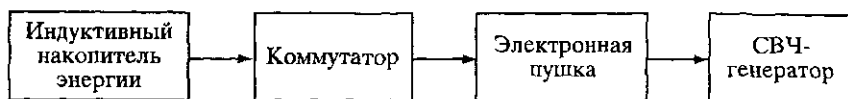
$$P = 10^9 \div 10^{10} \text{ Вт}$$

$$R = \rho$$

$$\tau = 10 \div 50 \text{ нс}$$

$$\lambda = 0,8 \div 10 \text{ см}$$

$$\mathcal{E} \approx 10^2 \text{ Дж/дм}^3$$



$$\mathcal{E} \approx 10^4 \text{ Дж/дм}^3$$

Рис. 10.3. Блок-схема мощных СВЧ-генераторов на основе высоко-точных электронных ускорителей с ёмкостными и индуктивными накопителями энергии

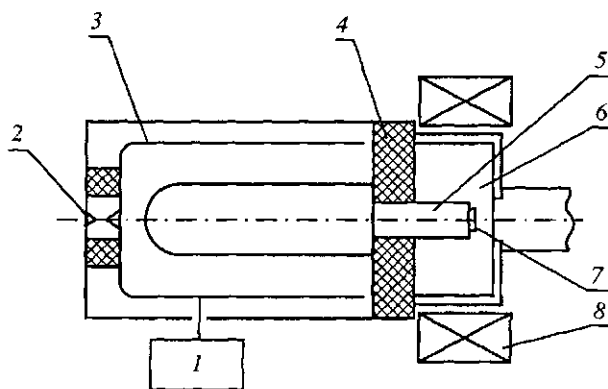


Рис. 10.4. Структурная схема высоко-точного электронного ускорителя

ческий или конический анод. Формирование пучка происходит в скрещённых электрическом и магнитном полях по циклоидным траекториям, аналогично приборам М-типа. Магнитное поле препятствует попаданию электронов на анод и около катода образуется трубчатый пучок электронов, который выводится по направлению оси системы вдоль силовых линий внешнего магнитного поля.

Скорость движения плазмы к аноду в диодах с магнитной изоляцией составляет $2 \div 5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ и слабо зависит от приложенного напряжения. Ускоренные электроны, попадая на

Характеристики первых гиротронов

Длина волны λ , см	Выходная мощность P , МВт	Энергия пучка электронов $\mathcal{E}_{\text{вх}}$, МэВ	Ток пучка электронов $I_{\text{вх}}$, кА	кпд, %
6	1000	3,3	80	1
10	1500÷2500	0,9÷1,2	8	30
3	25	0,3	0,4	20
3	60	0,3	1,2	15
2	350	0,35	40	—
0,8	8	0,6	15	—
0,4	2	0,6	15	—
0,75	2,3	0,35	1,3	6

анод, могут вызывать образование прианодной плазмы, которая движется к катоду со скоростью $\sim 10^4$ м/с. Движение плазмы в промежутке анод–катод накладывает ограничение на длительность работы диода после приложения высокого напряжения и поэтому длительность импульсов электронного тока не превосходит нескольких микросекунд.

Примером удачной конструкции СЭУ является ускоритель «Тонус», разработанный и эксплуатируемый в НИИ ЯФ ТПИ, на котором получают пучки электронов с энергией до 1,5 МэВ и током 60 кА в течение 50 нс [54, 55].

Появление первых СЭУ стимулировало работы по созданию и экспериментальным исследованиям релятивистских СВЧ-генераторов, в том числе гиротронов, магнетронов, ламп бегущей и обратной волны.

Характеристики первых гиротронов, генерирующих импульсы наносекундной длительности как отечественных, так и зарубежных, приведены в табл. 10.1.

Наиболее высокий уровень выходного излучения (до 2,5 ГВт) и КПД электронного преобразования $\sim 30\%$ были достигнуты на одном из первых гиротронов с попутной волной при генерации СВЧ-излучения десятисантиметрового диапазона пучком электронов от упомянутого выше СЭУ «Тонус». Схема этого гиротрона и распределение магнитного поля по длине прибора совпадают с приведёнными на рис. 9.8. Пучок электронов инжектируется в круглый волновод диаметром 9 см через титановую фольгу толщиной 50 мкм, которая располагалась в нарастающем магнитном поле, индукция которого составила 40% от индукции однородной части поля, равной 0,3 Тл. Волновод заканчивается рупором, перекрытым фторопластовым вакуумно-плотным диском. Исследования проводились при энергии электронов 0,9 и

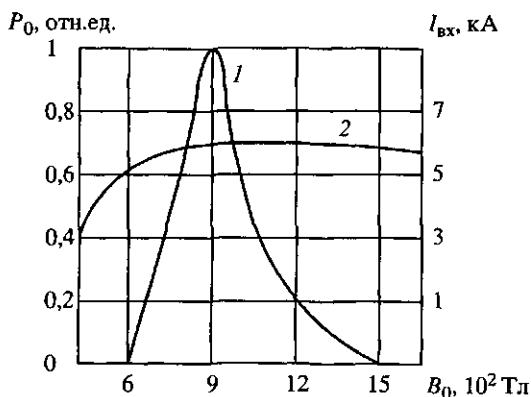


Рис. 10.5. Зависимость мощности выходного излучения гиротрона (1) и тока пучка электронов в волноводе (2) от продольного магнитного поля

1,2 МэВ, токе пучка до 8 кА и диаметре пучка 4 см. Механизм первоначальных поперечных осцилляций электронов связан с их кулоновским расталкиванием, рассеиванием фольгой и усилением в нарастающем магнитном поле. На работу прибора большое влияние оказывали параметры тока пучка ускорителя, пересекающего фольгу.

Зависимость выходной мощности СВЧ-излучения и тока пучка от индукции магнитного поля этого гиротрона показаны на рис. 10.5. Эксперименты показали, что генерация осуществлялась на волне H_{11} с частотой 3100 ± 100 МГц при фазовой скорости волны больше скорости света. Это обстоятельство и зависимость мощности излучения от напряжённости магнитного поля свидетельствуют о том, что основное взаимодействие происходило с поперечными электрическими составляющими ВЧ-поля при циклотронном резонансе. В этом приборе мощность СВЧ-излучения достигала 1,5 ГВт при $\mathcal{E}_{вх} = 0,9$ МэВ и 2,5 ГВт при $\mathcal{E}_{вх} = 1,2$ МэВ. Характеристики одного из первых гиротронов миллиметрового СВЧ-диапазона также приведены в табл. 10.1. В этом гиротроне [15] использовался тщательно сформированный тонкий трубчатый пучок с энергией до 350 кэВ и током до 6 кА при длительности импульса 30 нс. Пучок возбуждал в круглом волноводе диаметром 2 см волну типа H_{13} , причём радиус пучка соответствовал радиусу третьего максимума электрического поля в волноводе. Со стороны СЭУ волновод отделялся металлизированной лавсановой плёнкой, переходя с другой стороны в сверхразмерный волновод, заканчивающийся рупорной антенной. Для увеличения поперечной скорости электронов пучок инжектировался в нарастающее магнитное поле, индукция

которого на влёте в пространство взаимодействия была ~ 1 Тл и возрастала до 3 Тл на однородном участке. Мощность СВЧ-излучения с длиной волны 7,5 мм достигла 2,3 МВт при максимальном кпд 6%. Работа прибора сильно зависела от характера распределения магнитного поля вдоль его продольной оси, поперечных размеров пучка, угла влёта электронов в пространство взаимодействия и других параметров. Максимальная мощность излучения наблюдалась при магнитном поле $1,9 \div 2,2$ Тл, когда ток пучка электронов изменялся от 2 кА до 100 А. СВЧ-излучение возникло при токе, равном 100 А и увеличивалось при росте тока до 1,3 кА, а затем падало. Длительность СВЧ-излучения в описанных экспериментах составляла около 20 нс.

Первые эксперименты с импульсными гиротронами показали возможность создания мощных высокоэффективных релятивистских гиротронов в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн для нагрева плазмы в термоядерных установках. Характеристики длинноимпульсных гиротронов и приборов гиротронного типа, созданных к настоящему времени, приведены в табл. 10.2.

Данные этой таблицы показывают перспективность использования гиротронов.

Для генерации СВЧ-энергии требуются пучки электронов с энергией в несколько МэВ, так как они эффективно взаимодействуют с СВЧ-структурами и позволяют генерировать колебания в узком частотном спектре. Поэтому для СВЧ-энергетики интересны не только установки на энергию ~ 1 МэВ, но и ускорители, не имеющие принципиальных ограничений для увеличения энергии электронов при большом токе пучка. К таким установкам относится линейный индукционный ускоритель (ЛИУ). Для проведения исследований по генерации мощного СВЧ-излучения в НИИ ЯФ ТПИ была разработана и запущена оригинальная компактная конструкция ЛИУ 3/3000 [54, 55]. Этот ускоритель позволяет получить пучки электронов с энергией 3 МэВ и током 3 кА при длительности импульса 60 нс и частоте их следования 10 Гц.

На основе сильноточных ускорителей возможно создание как СВЧ-генераторов, являющихся релятивистскими аналогами обычных нерелятивистских приборов, таких как гиротроны, магнетроны, лампы обратной волны, лампы бегущей волны и клистроны, так и принципиально новых генераторов, работающих только при больших токах. Необходимо только подробно проанализировать, чем релятивистский аналог будет отличаться от нерелятивистского и как сделать такие приборы работоспособными. Например, если речь идет о

Характеристики созданных длинноимпульсных гиротронов

Разработчик	Частота f , ГГц	Мощность P , МВт	Длительность импульса τ	Клд, %	Тип рабочей волны
Thomson	8	1,0	1 с	40	H_{51}
JAERI	110	0,35	5 с	48	TEM_{00}
FZK	140	0,46	0,2 с	51	TEM_{00}
IAP	350	0,13	80 мкс	17	—

возможности создания релятивистского магнетрона, то необходимо исследовать, может ли такой прибор работать при подаче на катод импульса высокого напряжения наносекундной длительности, т.е. может ли устойчиво работать магнетрон при подаче на него такого импульса и может ли работать магнетрон, когда под действием импульса высокого напряжения на поверхности катода образуется плазма.

Первые эксперименты по исследованию релятивистских магнетронов, проведённые в 1975–1976 гг. в НИИ ЯФ ТПИ, ИПФ АН СССР и в США [70, 71, 95, 172, 207] показали работоспособность и высокую эффективность таких магнетронов и позволили получить гигаваттный уровень мощности СВЧ-излучения при КПД около 30%. Это подтвердило тот факт, что катодная плазма не нарушает работу магнетрона до тех пор, пока она не перекроет анодно-катодный промежуток, а время установления колебаний можно уменьшить до единиц наносекунд, если в качестве материала анодного блока использовать материалы с проводимостью, значительно меньшей проводимости меди (например, нержавеющей сталь). К настоящему времени многорезонаторный релятивистский магнетрон хорошо исследован как теоретически, так и экспериментально.

В релятивистском магнетроне, как и в обычном, при выполнении условия синхронизма $v_\phi = v_z$, где v_ϕ – азимутальная фазовая скорость волны резонаторной системы, v_z – средняя скорость электронов, происходит формирование спиц пространственного заряда, которые отдают энергию ВЧ-полю. Предельный КПД релятивистского магнетрона определяется в виде

$$\eta \cong 1 - \frac{2m_0c^2}{eU_a}(\gamma_\phi^2 - 1), \quad (10.5)$$

где $\gamma_\phi = (1 - \frac{v_\phi^2}{c^2})^{-1/2}$, и уже при $U_a = 10^6$ В можно достичь КПД $\cong 70\%$.

Используя законы сохранения энергии и момента количества движения, для релятивистского магнетрона можно получить выражение для критического анодного напряжения $U_{a,кр}$, порогового напряжения $U_{пор}$ и напряжения синхронизма $U_{ан}$ [54, 67]:

$$\begin{aligned} \left[\frac{eU_{a,кр}}{m_0c^2} + 1 \right]^2 &= 1 + eB_0 \left[\frac{d_a^2 - d_k^2}{4} \right] \frac{1}{m_0cd_a}, \\ \frac{eU_{пор}}{m_0c^2} &= \pi eB_0 \left[\frac{d_a^2 - d_k^2}{4} \right] \frac{1}{m_0c\lambda(n+SN)} + \\ &+ \left[1 - \frac{\pi d_a}{\lambda(n+SN)} \right]^{1/2} - 1, \\ \frac{eU_{ан}}{m_0c^2} &= \left[1 - \frac{\pi d_a}{\lambda(n+SN)} \right]^{1/2} - 1, \end{aligned} \quad (10.6)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, N/2$ – номер вида колебаний, N – число резонаторов анодного блока, $S = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер пространственной гармоники (равный 0 для π -вида колебаний).

С помощью выражений (10.6) или диаграммы Хартри, построенной на рис. 10.6 для классического магнетрона с рабочей длиной волны 10 см, по соотношениям (9.2), (9.3) можно определить рабочую область напряжений электрического и магнитного полей, при которых происходит генерация СВЧ-колебаний.

Как следует из (10.6) или диаграммы на рис. 10.6, увеличение высоковольтного напряжения с неизбежностью приводит к увеличению индукции магнитного поля так, что дрейфовая скорость $v_d = E/B$ остаётся примерно такой же, как для нерелятивистских приборов. Это означает, что по своим размерам релятивистский магнетрон является практически точной копией нерелятивистского и отличается только тем, что анодный блок магнетрона сделан не из меди, а, например, из нержавеющей стали. Последнее обусловлено не только большей устойчивостью такого блока по отношению к мощному электронному потоку, но и, как уже отмечалось, необходимостью уменьшения времени установления колебаний. Последнее особенно важно при подаче на катод высоковольтных импульсов длительностью в несколько десятков наносекунд.

Мощность СВЧ-излучения можно определить по соотношению [54, 179]

$$\begin{aligned} P_0 &= Z_0 L_k d_{cp} E_0 E_a \beta_\phi \gamma_\phi^{-1} (2 + 1,75 \beta_\phi \gamma_\phi / \xi) \times \\ &\times (1 - \beta_\phi \gamma_\phi / \xi \theta_\phi) \frac{N}{2} sh \theta_\phi, \end{aligned} \quad (10.7)$$

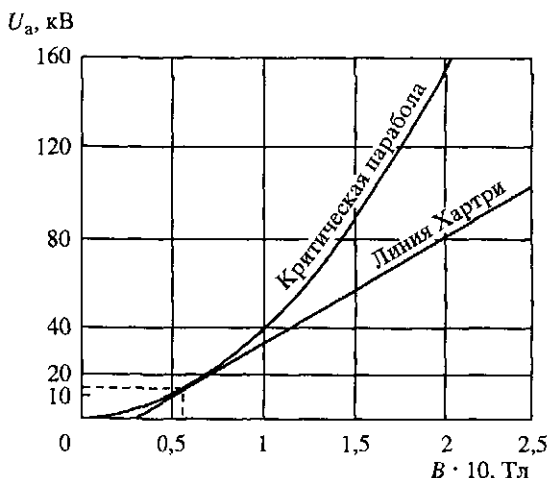


Рис. 10.6. Диаграмма Хартри для магнетрона

где $d_{cp} = (d_a - d_k)/2$, L_k — длина катода, E_a — амплитуда напряжённости гармоники ВЧ-поля у анода, $\xi = (eE_0\lambda)/(4\pi m_0 c^2)$, $\theta_\phi = (2\pi d)/(\lambda\beta_\phi\gamma_\phi)$, $\beta_\phi = v_\phi/c$, E_0 — амплитуда напряжённости электрического поля при d_{cp} .

Из (10.7) видно, что мощность излучения зависит от величин, которые выгодно увеличить, и от параметров, которые следует оптимизировать. Для каждой длины волны генерируемых колебаний можно определить оптимальные значения γ_ϕ , ξ . Расчёты показывают, что энергетические возможности релятивистских магнетронов снижаются при уменьшении длины волны, а время установления колебаний небольшое и составляет $5 \div 15$ нс. В табл. 10.3 приведены параметры некоторых исследованных релятивистских магнетронов. Почти все генераторы десятисантиметрового диапазона, приведённые в этой таблице, были выполнены по классической схеме нерелятивистских магнетронов: длинноанодный многорезонаторный ($N = 6 \div 8$) анодный блок, изготовленный из нержавеющей стали, меди или теллуровой меди и цилиндрический холодный катод из графита или нержавеющей стали. Вывод мощности из большинства магнетронов производился из одного резонатора анодного блока через диафрагму и прямоугольный волновод, что характерно для нерелятивистских магнетронов.

Для релятивистских магнетронов представляет интерес дифракционный вывод мощности, использованный в трёхсанти-

Параметры релятивистских магнетронов

λ , см	N	$\frac{d_a - d_k}{2}$, см	Длительность, импульса, нс		U_a , МВ	кпд, %	Выходная мощность P , ГВт	Место- располо- жение
			напря- жения	СВЧ				
10,1	6	1,35	60	30	1	43	10	ТПИ
13,2	6	1,35	60	30	0,6	55	5	—
3,3	8	0,69	70	20	0,57	15	0,5	ИПФ
3,25	8	0,7	—	—	1	12	4	ИПФ
10	6	0,52	40	20	0,36	35	1,7	США
10	6	0,52	—	—	1	—	4	—
9,9	54	0	55	40	0,6	18	0,5	—
10	6	0,52	—	—	0,9	25	4,5	Канада
6,5	6	0,53	40	30	0,36	20	0,9	ТПИ
7,5	6	0,58	—	—	—	—	0,4	ТПИ

метровом магнетроне [96]. Конструкция вывода показана на рис. 10.7: он выполнен в виде цилиндрического рупора, как это принято в гиротронах. Дифракционный вывод, кроме повышения электрической прочности вывода, обеспечивает селекцию типов колебаний резонаторной системы и уменьшает торцевой ток релятивистского магнетрона, возникающий вследствие эмиссии электронов со свободного конца катода в осевом направлении.

Выходная мощность магнетрона с выводом по рис. 10.7 достигала 4 ГВт, что является рекордным значением для приборов трёхсантиметрового диапазона. Конструкция дифракционного вывода энергии перспективна для внедрения в релятивистских магнетронах.

В настоящее время релятивистский магнетрон — наиболее простой и надёжный прибор, с помощью которого получены рекордные результаты по уровню выходной мощности и кпд, однако он интересен только для генерации излучения в длинноволновой части СВЧ-диапазона. Последнее обстоятельство связано с тем, что в релятивистских магнетронах сохранены основные ограничения, характерные для обычных приборов при их продвижении в коротковолновый диапазон. От этих ограничений свободны релятивистские приборы О-типа.

Что касается приборов О-типа, то основные различия электронных процессов, происходящих в обычных и релятивистских приборах этого типа, связаны с изменением зависимости скорости электронов от их кинетической энергии [20]. Для слабoreлятивистских пучков $\Delta v_n / v_n \approx \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}$, а для релятивистских пучков,

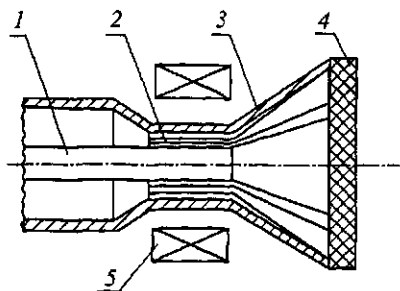


Рис. 10.7. Релятивистский магнетрон с дифракционным выводом СВЧ-мощности:

1 – катод, 2 – анод, 3 – рупор, 4 – окно вывода энергии, 5 – магнит

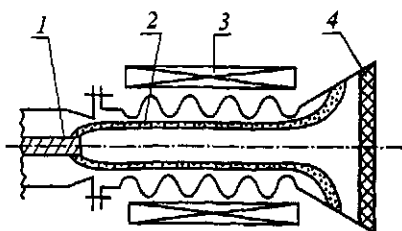


Рис. 10.8. Схема релятивистской лампы обратной волны:

1 – катод, 2 – трубчатый пучок электронов, 3 – магнит, 4 – окно вывода энергии

когда $v_n \rightarrow c$, $\Delta v_n / v_n \cong \gamma^2 \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}$. Указанное различие приводит к тому, что при получении максимального кпд параметры обычных и релятивистских приборов будут существенно отличаться. При $v_n/c < 1$ длина пространства взаимодействия $L \sim v_n/c$, $\Delta v_n / v_n \sim 1$ и амплитуда напряжённости продольного ВЧ-поля $E_z \sim v_n/c$, а при $v_n/c \sim 1$, $\Delta v/v \sim \gamma^{-2}$, $L \sim \gamma^2$ амплитуда $E_z \sim \gamma^{-1}$. Отсюда видно, что в обычных приборах О-типа L и E_z пропорциональны квадратному корню из ускоряющего напряжения источника электронов U_s , а в релятивистских приборах $L \sim U_s^2$ и $E_z \sim U_s^{-1}$.

Численные оценки показали, что кпд приборов О-типа при $\gamma \gg 1$ высок и составляет 15% для лампы обратной волны (ЛОВ), 30% для лампы бегущей волны (ЛБВ), 24% для оротрона, 58% для твистрона и клистрона, 20% для монотрона, 50% для карсинотрона.

К настоящему времени из различных приборов О-типа наиболее изучена и разработана релятивистская ЛОВ, схема которой показана на рис. 10.8 [20].

Основные соотношения для определения параметров прибора можно записать в виде [20]

$$\frac{2}{\pi} \frac{e}{m_0 c^2} \gamma_{\text{вх}}^3 R_{\text{св}} I = 1,$$

$$\frac{\pi L}{\lambda \gamma_{\text{вх}}^2 \beta_{0\text{н}}} = 1, 2, \quad (10.8)$$

$$2 \gamma_{\text{вх}}^2 \beta_{0\text{н}} (k/k_z - \beta_0^{-1}) = 4, 5,$$

где $\beta_{0\text{н}}$ – начальная относительная продольная скорость элект-

тронов в пространстве взаимодействия, $R_{\text{св}}$ – сопротивление связи волновода, $k_z = \omega / v_{\text{ф}}$, $k = \omega / c$, $\gamma_{\text{вх}}$ относится ко входу в пространство взаимодействия.

Основные конструктивные особенности ЛОВ, показанной на рис. 10.8, связаны с тем, что при $\beta_0 \approx 1$ устройство замедляющей системы прибора упрощается, однако большой ток пучка, высокий уровень выходной мощности и необходимость быстрого возбуждения колебаний за время, меньшее длительности импульса тока, несколько усложняют его реализацию.

Релятивистская ЛОВ по схеме рис. 10.8 была исследована экспериментально в ФИАН СССР совместно с ИПФ АН СССР в 1973 г. [36]. Источником электронов служил СЭУ с энергией 670 кэВ и током до 8 кА. Размеры гофрированного волновода соответствовали устойчивой одночастотной генерации волны E_{01} на частоте 10 ГГц. Длина замедляющей структуры составляла 12 см, внутренний радиус 1,6 см, глубина гофр 0,4 см. Фокусирующее магнитное поле могло меняться в пределах $0,2 \div 0,4$ Тл, остаточное давление в ЛОВ составляли $3 \div 10^{-3}$ Па. Стартовый ток был 3 кА, а максимум выходной мощности наблюдался при токе пучка $4 \div 5$ кА и достигал 400 МВт. Длительность СВЧ-импульса составляла 15 нс, а кпд $12 \div 15\%$, что близко к расчётному. В дальнейшем работа была повторена в США, где электроны инжектировались из ускорителя на энергию $500 \div 900$ кэВ с током от 2 до 15 кА. Выходная импульсная мощность СВЧ-колебаний с частотой 10 ГГц достигала 500 МВт при кпд 17%.

Это направление релятивистской СВЧ-энергетики интенсивно развивается в настоящее время, особенно на основе многоволновых черенковских генераторов, достигающих рекордных мощностей (~ 15 ГВт) благодаря усилиям коллективов ИСЭ СО РАН, МГУ и ИРЭ РАН [20].

10.3. Нетрадиционные мощные релятивистские СВЧ-генераторы наносекундной длительности

Все рассмотренные выше мощные СВЧ-генераторы наносекундной длительности имеют нерелятивистские слаботочные аналоги. Используя сравнительно малые напряжения порядка 50 кВ, можно создать и магнетроны, и клистроны, и лампы обратной волны (карсинотроны) мегаваттного уровня, а увеличение напряжения до 1 Мв позволяет увеличить их мощность до гигаваттного уровня.

С этой точки зрения их можно назвать традиционными СВЧ-генераторами. Однако в сильноточной электронике собственные электрические и магнитные поля начинают оказывать существенное влияние на движение частиц. Следствием этого является то, что это может позволить создать новые типы СВЧ-генераторов, не имеющие релятивистских аналогов. К настоящему времени проведено детальное исследование движения сильноточных пучков и показано, что на этой основе может быть создано два типа новых нетрадиционных СВЧ-генераторов. Такими генераторами являются СВЧ-генератор с виртуальным катодом – виркатор, основанный на использовании собственных электрических полей сильноточных ускорителей и MLO – магнитоизолированный линейный осциллятор, в котором для СВЧ-генерации используются собственные электрические и магнитные поля сильноточных пучков. Рассмотрим это более подробно.

Принцип работы виркатора заключается в следующем. Как известно электроны притягиваются к металлическим поверхностям. Однако для слаботочных пучков этот эффект мал и его можно не учитывать. Ситуация резко изменяется в случае сильноточных пучков. Силы изображения, возникающие в сетчатом аноде приводят к тому, что пучок начинает колебаться вокруг анода между катодом и образующимся с другой стороны от анода виртуальным катодом – областью с достаточно большим отрицательным зарядом, образованным останавливающимися электронами (рис. 10.9).

Длина волны изучаемых колебаний будет равна примерно учетверённому расстоянию между катодом и анодом. Нерелятивистским аналогом данного прибора является триод с отражательным катодом, имеющий малый КПД и генерирующий малые мощности. В отличие от триода в виркаторе местоположение виртуального катода изменяется, кроме того сам виртуальный катод совершает колебания примерно с такой же частотой, и всё это вместе взятое приводит к тому, что виркатор позволяет генерировать мощные СВЧ-колебания с достаточно высоким КПД.

Отсутствие замедляющей системы и фокусирующего магнитного поля приводит к тому, что виркатор позволяет изменять частоту генерируемых колебаний в очень широких пределах, он прост в изготовлении и эксплуатации.

Тот факт, что этот прибор имеет менее монохроматическое излучение, не имеет значения для технологических целей. Конструктивно виркаторы выполняются в виде трёх следующих модификаций [195]:

а) собственно виркатора, когда отрицательное напряжение подаётся на катод, а анод заземлён (рис. 10.9),

Параметры виркаторов, созданных в РФ

Тип генератора	$\mathcal{E}$, МэВ	I , кА	τ , нс	P , МВт	f , ГГц	L , нс	η , %
Рефлексный триод	0,45	25	50	1400	2,1+6	45	12
	0,2	2,7	700	150	3	500	27
	0,25	6	400	550	2+3	300	37
	0,9	30	35	1500– 2000	3,1	30	7,5
Виркатор	0,8	36	70	200	10	70	0,5
	0,7	30	80	300	5	70	<3

б) рефлексного триода, когда на анод подаётся импульс положительной полярности, а катод заземлён (рис. 10.10),

в) редитрона, отличающегося от виркатора тем, что используется толстый анод с прорезью, и поэтому частицы не совершают колебаний между катодом и виртуальным катодом и излучение определяется частотой колебаний виртуального катода (рис. 10.11).

Лучшие практические результаты получены в рефлексных триодах. Наиболее подробное исследование виркатора в России выполнено в НИИ ЯФ ТПИ и Институте высоких температур РАН под руководством автора монографии. Параметры лучших из созданных в России виркаторов приведены в табл. 10.4.

Достаточно подробные сведения о теории данного интересного прибора приведены в Приложении II.

Вторым типом нетрадиционного СВЧ-генератора является МЛО. Принцип его работы можно пояснить с помощью рис. 10.12. Как известно, при транспортировке сильноточных электронных пучков в трубах собственные магнитные и электрические поля влияют на траекторию движения, и это приводит к тому, что через трубу проходит только ток, величина которого меньше критического тока, определяемого по формуле

$$I_{кр} = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln \frac{R}{r_n}} \text{ кА} \approx 17 \frac{\gamma}{1 + 2 \ln \frac{R}{r_n}} \text{ кА}, \quad (10.9)$$

где γ – релятивистский фактор, R и r_n радиусы трубы и пучка соответственно.

Отсюда следует, что если на катод сильноточного ускорителя подать такое напряжение, что взрывоэмиссионный ток будет больше критического, то через анод-катодный промежуток будет проходить ток $I \sim I_{кр}$, а оставшаяся часть приводит к за-

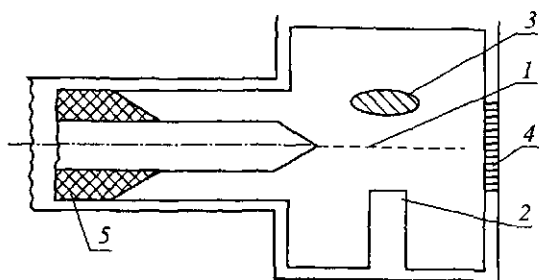


Рис. 10.9. СВЧ-генератор с виртуальным катодом:

1 – анод, 2 – катод, 3 – виртуальный катод, 4 – выходное окно, 5 – изолятор

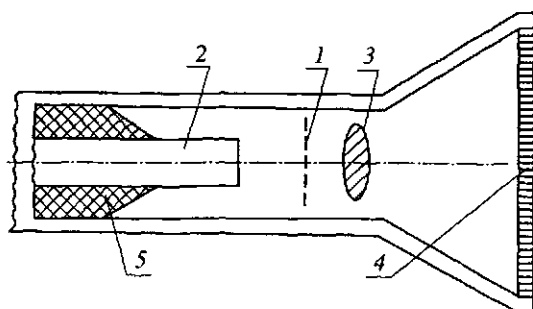


Рис. 10.10. Виркатор по типу рефлексного триода:

1 – анод, 2 – катод, 3 – виртуальный катод, 4 – выходное окно, 5 – изолятор

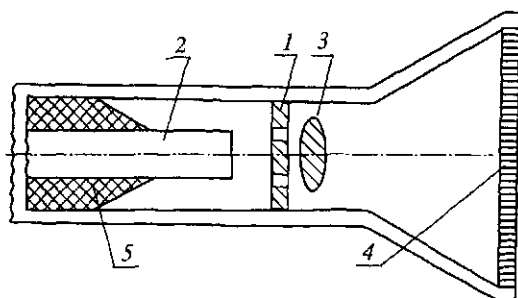


Рис. 10.11. Схема редитрона:

1 – анод, 2 – катод, 3 – виртуальный катод, 4 – выходное окно, 5 – изолятор

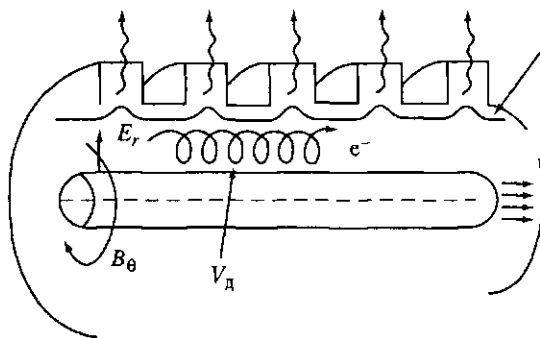


Рис. 10.12. Принцип действия МЛО

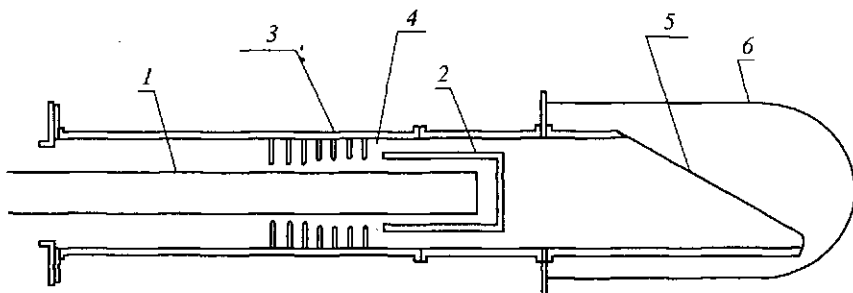


Рис. 10.13. Типичная схема МЛО:

1 – катод, 2 – анод, 3 – замедляющая структура, 4 – щель для вывода СВЧ-энергии, 5 – антенна, 6 – колоколообразный колпак

рядке катода до определённого потенциала. В результате в пространстве вокруг катода образуется сильное аксиальное магнитное и радиальное электрическое поля. В скрещённых электрических и магнитных полях электроны начинают двигаться в перпендикулярном (т.е. аксиальном) направлении по трохоиде или циклоиде с дрейфовой скоростью v_d ,

$$v_d = \frac{E_r}{B_\theta}, \text{ а } \frac{v_d}{c} = \frac{Z}{Z_0}, \quad (10.10)$$

где Z – импеданс линии, а Z_0 – импеданс свободного пространства.

Если внутреннюю поверхность трубы сделать в виде диафрагмированного волновода, то парapotенциальный электронный пучок, движущийся вдоль катода со скоростью v_d , начинает взаимодействовать с одной из мод образовавшейся замедляющей структуры, для которой фазовая скорость $v_\phi = v_d$, приводя к интенсивной группировке электронного пучка и последующему излучению СВЧ-волн. Так как $B \sim I \sim \gamma$, то при больших напря-

жениях импеданс, а значит и v_d , не будут зависеть от напряжения

$$U = \frac{m_0 c^2}{e} (\gamma - 1), \text{ что и обеспечивает устойчивую работу такого}$$

прибора. Таким образом, можно сделать заключение, что MILO работает так же, как линейный магнетрон, в котором роль внешнего магнитного поля выполняет собственное магнитное поле пучка.

Особенностью MILO является то, что создаваемое собственное магнитное поле должно быть большим, а это значит, что MILO–СВЧ-генератор должен быть с малым импедансом. Кроме того, так как радиус трохоиды обратно пропорционален собственному магнитному полю $r_T \approx \frac{1}{B_0}$, то на основе MILO трудно

создать СВЧ-генератор коротковолнового диапазона. Экспериментальные результаты подтвердили справедливость приведённых выше результатов.

Первые экспериментальные результаты были получены в Sandia National Lab. (SNL, США) в 1988 г. на сильноточном ускорителе на энергии $\mathcal{E} = 400$ кэВ, током $I = 50$ кА с длительностью импульса тока $\tau = 50$ нс. Была получена мощность $P \sim 300$ МВт на частотах $f = 0,72$ и $1,4$ ГГц [198].

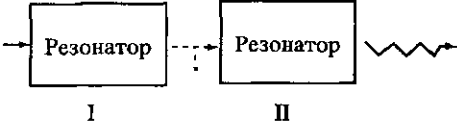
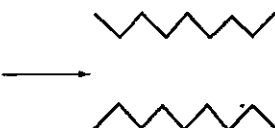
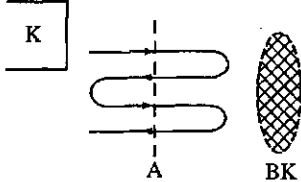
Аналогичные результаты были получены и в Los-Alamos Laboratory (США) на ускорителе на энергии $\mathcal{E} = 500 \div 700$ кэВ и током $I \sim 100 \div 200$ кА. В этих экспериментах на частоте $f = 1,27$ ГГц были получены мощности $P = 2 \div 2,5$ ГВт. В последнее время работы по MILO были проведены и в Великобритании.

Типичная схема MILO изображена на рис. 10.13 [176]. На длинный металлический стержень (катод), покрытый вельветом, помещённым внутрь цилиндрической или плоской замедляющей структуры, подаётся отрицательное напряжение. В результате взрывной эмиссии на поверхности вельвета генерируется ток $I > I_{кр}$, что приводит к появлению собственного электрического E_r и магнитного B_0 полей. Регулируя зазор между катодом и анодом можно менять импеданс системы и, следовательно, соотношение между E_r и B_0 компонентами.

Замедляющая структура представляет собой диафрагмированный волновод, состоящий примерно из 20 четвертьволновых ячеек. Типичная длительность импульса $100 \div 150$ нс. Регулируя размеры щели для вывода СВЧ-энергии, можно добиться лучших условий для её вывода. В качестве антенны часто используется антенна Власова, позволяющая совершить одномодовый вывод СВЧ-энергии. MILO может работать как в режиме оди-

ночных импульсов, так и с достаточно высокой частотой повторения. Таким образом, проведённая работа показала, что на основе сильноточных электронных пучков возможно создание нетрадиционных мощных СВЧ-генераторов 10-сантиметрового (виркатор) и 30-сантиметрового (MILO) диапазонов, представляющих большой интерес для импульсной СВЧ-электроники.

В заключение приведём схему основных параметров традиционных и нетрадиционных мощных СВЧ-генераторов наносекундной длительности.

Имеются нерелятивистские аналоги таких СВЧ-генераторов	КЛИСТРОНЫ От обычных клистронов отличаются расстоянием между резонаторами	
		$P = 10^9 \text{ Вт},$ $\lambda = 3 + 10 \text{ см},$ $\tau = 30 + 50 \text{ нс}$
	МАГНЕТРОНЫ От обычных магнетронов отличаются величиной E и V и типом катода $P = (3 + 5) \cdot 10^9 \text{ Вт}, \lambda = 8 + 10 \text{ см}, \tau = 30 + 50 \text{ нс}$	
Нерелятивистских аналогов нет	ЧЕРЕНКОВСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ (ЛОВ и ЛБВ) От обычных ЛОВ и ЛБВ отличаются типом замедляющей структуры	
		$P \text{ до } 10^{10} \text{ Вт}, \lambda = 3 + 10 \text{ см},$ $\tau \approx 30 + 50 \text{ нс}$
Нерелятивистских аналогов нет	ВИРКАТОРЫ	
		$P \approx 10^9 + 10^{10} \text{ Вт},$ $\lambda = 3 + 10 \text{ см},$ $\tau \approx 5 + 100 \text{ нс}$
Нерелятивистских аналогов нет	MILO	
	$P = (1 + 2,5) \cdot 10^9 \text{ Вт}, \lambda \sim 30 \text{ см}, \tau = 50 + 200 \text{ нс}$	

10.4. Формирование мощных наносекундных импульсов СВЧ-энергии методами временной компрессии

Для СВЧ-энергетики весьма интересны также источники СВЧ-мощности наносекундной длительности импульсов, основанные на накоплении энергии в высокодобротных резонаторных объемах с последующим быстрым её выводом за время, меньшее постоянной времени резонатора накопителя,

$$\tau = Q_n / (\pi f),$$

где Q_n – нагруженная добротность резонатора.

Идея такого прибора была высказана в [46] и показана на рис. 10.14, где призматический резонатор с колебаниями H_{10n} длиной $l = n\lambda_w/2$, образованный в прямоугольном волноводе индуктивной диафрагмой 1 и заглушкой 2, питается обычным магнетроном непрерывного или импульсного режима работы. Отрезок волновода, расположенный справа от заглушки, заканчивается согласованной нагрузкой.

Анализ накопления энергии в резонаторах приведён в нескольких работах [6, 48, 54]. Удобно переходный процесс, происходящий при накоплении энергии внутри резонатора-накопителя, исследовать методом матрицы рассеяния [6]. Для этого рассмотрим резонатор стоячей волны с одним элементом связи. Схема резонатора приведена на рис. 10.15. Здесь a_1, a_2, b_1, b_2 – амплитуды электрической составляющей электромагнитных волн по обе стороны от устройства связи резонатора с волноводом. Стрелки указывают направление распространения волн. Штриховые линии – положение минимума стоячей волны при резонансе.

Амплитуды волн для данного случая связаны следующим соотношением:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sqrt{1-k_{св}^2} & ik_{св} \\ ik_{св} & -\sqrt{1-k_{св}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (10.11)$$

где $k_{св}$ – коэффициент связи, определяемый размером диафрагмы, i – мнимая единица. Связь резонатора с подходящей к нему линией может быть слабой ($k_{св} \rightarrow 0$), критической ($k_{св} = k_{св,опт}$) и сильной ($k_{св} \rightarrow 1$). Если обозначить постоянную затухания электромагнитной волны после одного цикла прохождения по резонатору туда и обратно через α_r , то

$$a_2 = -b_2 \exp(-\alpha_r). \quad (10.12)$$

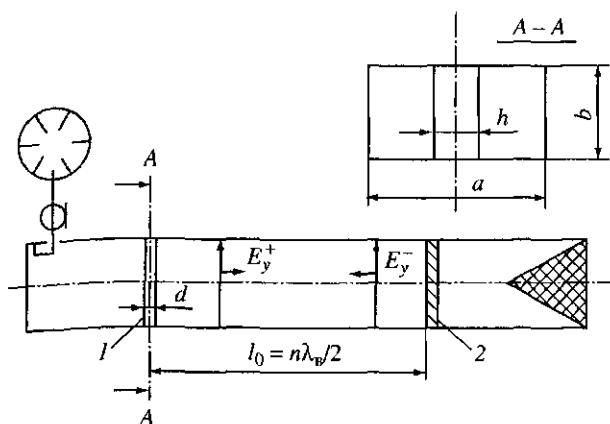


Рис. 10.14. Резонантный накопитель СВЧ-энергии

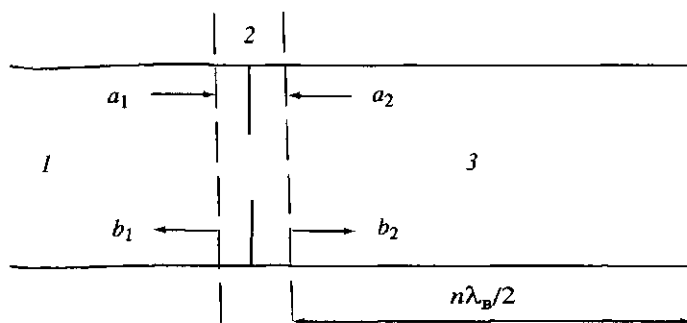


Рис. 10.15. Схема резонатора стоячей волны:
1 – волновод, 2 – диафрагма, 3 – резонатор

С учётом этого из (10.11) получим

$$b_1 = \left(\sqrt{1 - k_{CB}^2} - \frac{k_{CB}^2 \exp(-\alpha_T)}{1 - \sqrt{1 - k_{CB}^2} \exp(-\alpha_T)} \right) a_1, \quad (10.13)$$

$$b_2 = \frac{ik_{CB}}{1 - \sqrt{1 - k_{CB}^2} \exp(-\alpha_T)} a_1. \quad (10.14)$$

Резонанс наступает, когда по длине резонатора укладывается целое число полуволн. Это соответствует условию

$$k_z l = n\pi, \quad (10.15)$$

где $k_z = 2\pi/\lambda_B$, λ_B – длина волны в волноводе, l – длина резонатора, $n = 1, 2, 3, \dots$

Желательно, чтобы b_2 имела наибольшее значение при резо-

нансе. Тогда, полагая, что $\alpha_\tau \ll 1$ и

$$\frac{d|b_2|}{dk_{\text{св}}} = \frac{\sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} - \exp(-\alpha_\tau)}{\left[1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} \exp(-\alpha_\tau)\right]^2 \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2}} a_1 = 0,$$

получим условие

$$\sqrt{1 - k_{\text{св,опт}}^2} = \exp(-\alpha_\tau), \quad k_{\text{св,опт}} = \pm \sqrt{1 - \exp(-2\alpha_\tau)}, \quad (10.16)$$

с помощью которого, учитывая (10.13) и (10.14), можно получить выражения для b_1 и b_2 при оптимальной связи:

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= 0, \\ b_2 &= \pm \frac{a_1}{\sqrt{1 - \exp(-2\alpha_\tau)}} = \pm i \frac{a_1}{k_{\text{св, опт}}} \end{aligned} \right\}. \quad (10.17)$$

В этом случае вся мощность от питающего СВЧ-генератора будет поступать внутрь резонатора. Отношение $b_1 / a_1 = M$ есть коэффициент усиления волны в резонаторе по напряжению. Он показывает, во сколько раз волна в резонаторе больше волны, поступающей от источника СВЧ-колебаний:

$$M = -ik_{\text{св}} / \left[1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} \exp(-\alpha_\tau)\right]. \quad (10.18)$$

При оптимальной связи из (10.16) и (10.17) следует, что

$$M = [1 - \exp(-2\alpha_\tau)]^{-1/2}. \quad (10.19)$$

Тогда мощность волны, бегущей в резонаторе в одном направлении, можно записать как

$$P = |M|^2 |a_1|^2$$

или $P = P_0 / [1 - \exp(-2\alpha_\tau)]. \quad (10.20)$

При $\alpha_\tau \ll 1$

$$P = P_0 (1/2\alpha_\tau), \quad (10.21)$$

где $P_0 = a_1^2$ — мощность источника СВЧ-колебаний.

Затухание электромагнитной волны можно выразить через добротность. Для этого достаточно энергию, накопленную в резонаторе, выразить через мощность P бегущей волны вдоль резонатора и групповую скорость $v_{\text{гр}}$:

$$W_n = 2Pl / v_{\text{гр}}, \quad (10.22)$$

где $v_{\text{гр}} = \omega_0 \lambda^2 / 2\pi \lambda_{\text{в}}$.

За один период на резонансной частоте в резонаторе рассеивается энергия

$$(W_n)_T = 2\pi \frac{2Pl}{v_{гp}} = 2\pi \frac{2\alpha_T P}{\omega_0}. \quad (10.23)$$

Отсюда получаем выражение для добротности

$$Q_0 = \left(\frac{2l}{\alpha_T} \right) \frac{\pi \lambda_B}{\lambda_0^2} = \frac{G_0}{\alpha_T} \quad (10.24)$$

и коэффициента затухания

$$\alpha_T = \frac{2l}{Q_0} \frac{\pi \lambda_B}{\lambda_0^2} = \frac{2\pi n}{Q_0} \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_0} \right)^2 = \frac{G_0}{Q_0}. \quad (10.25)$$

Теперь коэффициент связи с учётом (10.24), (10.25) можно выразить через добротность и геометрический фактор резонатора:

$$k_{св. опт}^2 = 2G_0 / Q_0. \quad (10.26)$$

Известно [54], что нагруженная добротность резонатора стоячей волны связана с собственной добротностью следующим образом:

$$Q_n = (1/2)Q_0(1 \pm |\Gamma|) \quad (10.27)$$

где Γ – коэффициент отражения, знаки «+» и «-» соответствуют слабой и сильной связям резонатора с питающим трактом. В этом случае коэффициент отражения можно выразить через отношение падающей a_1 и отражённой b_1 волн: $\Gamma = b_1/a_1$. Тогда

$$Q_n = (1/2)Q_0(1 \pm b_1/a_1). \quad (10.28)$$

Подставляя отношение b_1/a_1 из (10.13) для слабой связи, получаем

$$Q_n = \frac{Q_0}{2} \frac{\left(1 + \sqrt{1 - k_{св}^2} \right) [1 - \exp(-\alpha_T)]}{1 - \sqrt{1 - k_{св}^2} \exp(-\alpha_T)}. \quad (10.29)$$

Отсюда видно, что при $k_{св}$, стремящемся к нулю, нагруженная добротность становится равной собственной добротности, а при $k_{св} = k_{св. опт}$ $Q_n = (1/2)Q_0$. Теперь можно в более удобном виде записать выражение для коэффициента усиления волны по мощности:

$$M^2 = \frac{4(Q_n / Q_0)(1 - Q_n / Q_0)}{1 - \exp \left[(-2\pi n / Q_0) \left(\frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \right]}. \quad (10.30)$$

При $Q_0 \gg 1$

$$M^2 = \frac{2Q_n(Q_0 - Q_n)}{\pi Q_0 n} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_n} \right)^2 = 4 \frac{Q_n}{G_0} \left(1 - \frac{Q_n}{Q_0} \right), \quad (10.31)$$

что позволяет сделать оценку коэффициента усиления в реальном резонаторе после того, как измерены Q_0 и Q_n .

При оптимальной связи

$$M^2 \approx (Q_0 / 2\pi n) \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_n} \right)^2 = Q_0 / G_0. \quad (10.32)$$

Полученные выше результаты справедливы, если в резонаторе нет локальных отражений и если выполняется условие резонанса (10.15).

Аналогичным образом можно получить выражение для коэффициента усиления в более общем виде:

$$M = \frac{ik_{св}}{1 - \sqrt{1 - k_{св}^2} \exp[-(\alpha_r + ik_r l)]}. \quad (10.33)$$

Это выражение позволяет определить, как изменяется коэффициент усиления, если резонатор настроен не точно в резонанс. Подобный анализ может быть проведён и для резонаторов бегущих волн (рис. 10.16).

Сравнение резонаторов бегущей и стоячей волн показывает, что различие между ними несущественное. В резонаторах стоячих волн и прямая, и обратная волны распространяются по одному и тому же пути, в то время как в резонаторе бегущих волн обратная волна возвращается по кольцу обратной связи.

Однако практическая реализация эффективной работы резонаторов бегущих волн связана с определёнными техническими трудностями, поскольку даже небольшие неоднородности в кольце вызывают сильное влияние.

При создании резонаторов бегущей волны важно знать, какие максимальные отклонения по фазе, частоте и коэффициенту отражения ещё допустимы и не будут приводить к значительным изменениям M_0 . Если из-за нестабильности генератора или изменения параметров резонансного кольца $\varphi = 2\pi l - \Delta\varphi$, то для резонатора бегущих волн выражение для M_0 можно записать в виде [54]

$$M_0^2 = \frac{2\alpha_k}{4\alpha_k^2 \left(1 + \frac{\Gamma^2}{4\alpha_k^2 + (\Delta\varphi)^2} \right) + (\Delta\varphi)^2 \left(1 - \frac{\Gamma^2}{4\alpha_k^2 + (\Delta\varphi)^2} \right)}, \quad (10.34)$$

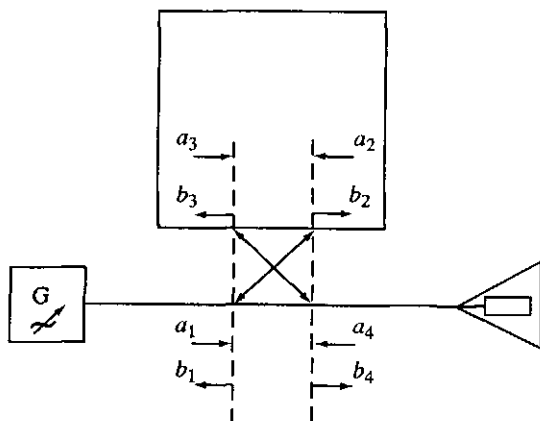


Рис. 10.16. Схема параллельного включения резонатора бегущей волны в передающую линию

где α_k – постоянная затухания волны при одном прохождении по кольцу. Отсюда следует, что если $\Gamma = 0$, то

$$M_6^2 = \frac{2\alpha_k}{(2\alpha_k)^2 + (\Delta\varphi)^2}. \quad (10.35)$$

Видно, что M_6^2 уменьшается в 2 раза, если $\Delta\varphi = \Delta(k_z l) \leq 2\alpha_k$ или $\Delta\varphi \leq \omega_0 l / Q_n v_{\text{гр}}$.

Наоборот, если $\Delta\omega = 0$, а $\Gamma \neq 0$, то

$$M_6^2 = \frac{2\alpha_k}{4\alpha_k^2 + \Gamma^2} = \frac{2v_{\text{гр}} Q_n}{\omega_0 l} \frac{1}{1 + (v_{\text{гр}} Q_n / \omega_0 l)^2}. \quad (10.36)$$

Эти формулы важны при определении допусков на точность изготовления резонаторов бегущих волн и стабильность частоты питающего генератора. Из них следует, что если надо добиться таких условий, чтобы M_6^2 уменьшался не более чем в 2 раза, то при $\Gamma = 0$ расстройка по фазе будет

$$\Delta\varphi \leq 2\alpha_k = \omega_0 / Q_0 v_{\text{гр}},$$

а расстройка по частоте

$$\Delta\omega / \omega_0 \leq 1 / Q_n.$$

Отсюда видно, что для эффективного накопления энергии в светопроводящих резонаторах необходима очень высокая стабильность как собственной частоты резонатора, так и частоты питающего генератора.

Жёсткие требования накладываются и на изменение фазы $\Delta\varphi$. Для того чтобы коэффициент усиления по мощности уменьшился не более чем в 2 раза, необходимо, чтобы

$$\Delta\varphi \leq \omega_0 l / Q_0 v_{\text{гр}} = \omega_0 l / 2Q_n v_{\text{гр}} = \pi \lambda_n^2 l / \lambda_0^2 Q_n = G_0 / 2Q_n. \quad (10.37)$$

Из (10.36) следует, что и коэффициент отражения Γ очень существенно влияет на работу сверхпроводящих резонаторов бегущих волн. Из этой формулы видно, что даже при $\Delta\omega = 0$ коэффициент усиления по мощности уменьшается в 2 раза, если в однородных гладких кольцах

$$\Gamma \approx \omega_0 l / 2Q_n v_{\text{гр}} = \pi \lambda_n^2 n / \lambda_0^2 Q_n = G_0 / 2Q_n. \quad (10.38)$$

График коэффициента усиления M при $\Delta\varphi = \Gamma = 0$ изображён на рис. 10.17. Из графика видно, что в высокочастотных резонаторах коэффициент усиления может быть весьма большим.

Резонаторы бегущей волны имеют ещё одну очень важную особенность. Если коэффициент отражения в кольце не равен нулю, то появится обратная волна и коэффициент отражения на входе резонатора может достигать значительной величины.

Интересно определить коэффициент отражения на входе в резонатор бегущей волны $\Gamma_{\text{вх}}$, если в самом кольце существует не чисто бегущая волна, а волна с малым, но конечным коэффициентом отражения Γ . В этом случае

$$\Gamma_{\text{вх}} \approx \Gamma M^2 \approx \Gamma \frac{2\alpha_k}{(2\alpha_k)^2 + \Gamma^2}. \quad (10.39)$$

Если $\Gamma \approx 2\alpha_k$, то $\Gamma_{\text{вх}} \approx 0,5$. Это означает, что даже при малых коэффициентах отражения в кольце, на входе в резонатор устанавливается режим, близкий к режиму стоячих волн (рис. 10.18).

Таким образом, в высокочастотных резонаторах бегущей волны даже при незначительных неоднородностях в кольце, имеющих место в реальных конструкциях, резко увеличивается обратная волна. Для уменьшения коэффициента отражения обратной волны необходимо использовать направленные ответвители с очень высокой направленностью. В этом отношении удобнее использовать резонаторы стоячей волны, так как для их возбуждения не требуется направленная связь.

При большом коэффициенте усиления в резонаторах бегущей и стоячей волн даже из-за малого изменения частоты СВЧ-генератора появляется большая обратная волна, т.е. увеличивается коэффициент отражения. Следствием этого является то, что для нормальной работы и для получения большого коэффициента усиления необходимо использовать высокостабильные

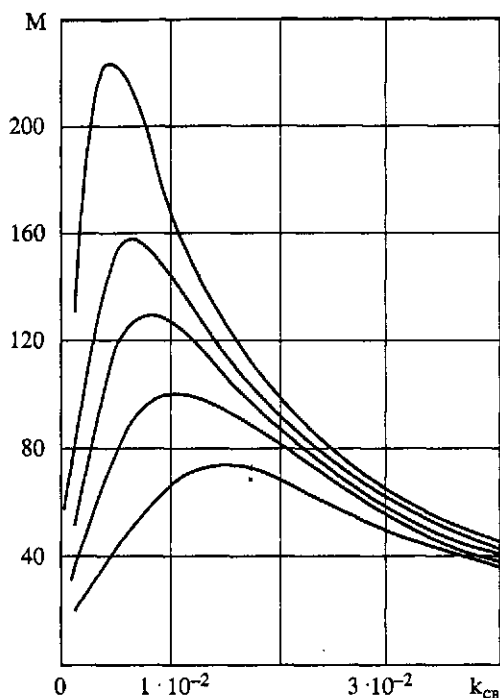


Рис. 10.17. Зависимость коэффициента усиления от коэффициента связи при различных затуханиях:

1 - $\alpha_k = 10^{-5}$, 2 - $\alpha_k = 2 \cdot 10^{-5}$, 3 - $\alpha_k = 3 \cdot 10^{-5}$, 4 - $\alpha_k = 5 \cdot 10^{-5}$, 5 - $\alpha_k = 10^{-4}$

СВЧ-генераторы. Тем не менее наличие большой обратной волны может быть положительным, так как в этом случае стабилизация частоты возбуждающего генератора осуществляется с помощью самого резонатора.

Определим время накопления энергии в резонаторе. Для этого отношение напряжён-

ности поля после m -го прохождения волны по кольцу резонатора к стационарному значению напряжённости можно записать в следующем виде [48]:

$$b_4^m / b_4 = 1 - \left[\sqrt{1 - k_{св}^2} \exp(-\alpha_k) \right]^m. \quad (10.40)$$

Известно, что ВЧ-колебания в резонаторе устанавливаются по закону

$$b_4^m / b_4 = 1 - \exp(-t / \tau_b), \quad (10.41)$$

где τ_b – время установления колебаний. Тогда число оборотов, за которое напряжённость волны в резонаторе будет составлять 63,2% стационарного значения напряжённости, можно найти из уравнения

$$1 - \left[\sqrt{1 - k_{св}^2} \exp(-\alpha_k) \right]^m = 1 - 1/e \quad (10.42)$$

или

$$m = - \left\{ \ln \left[\sqrt{1 - k_{св}^2} \exp(-\alpha_k) \right] \right\}^{-1}. \quad (10.43)$$

Если $k_{св} \ll 1$ и $\alpha_k \ll 1$, то $m = 2 / (k_{св}^2 + 2\alpha_k)$. Подставляя $k_{св.опт}$,

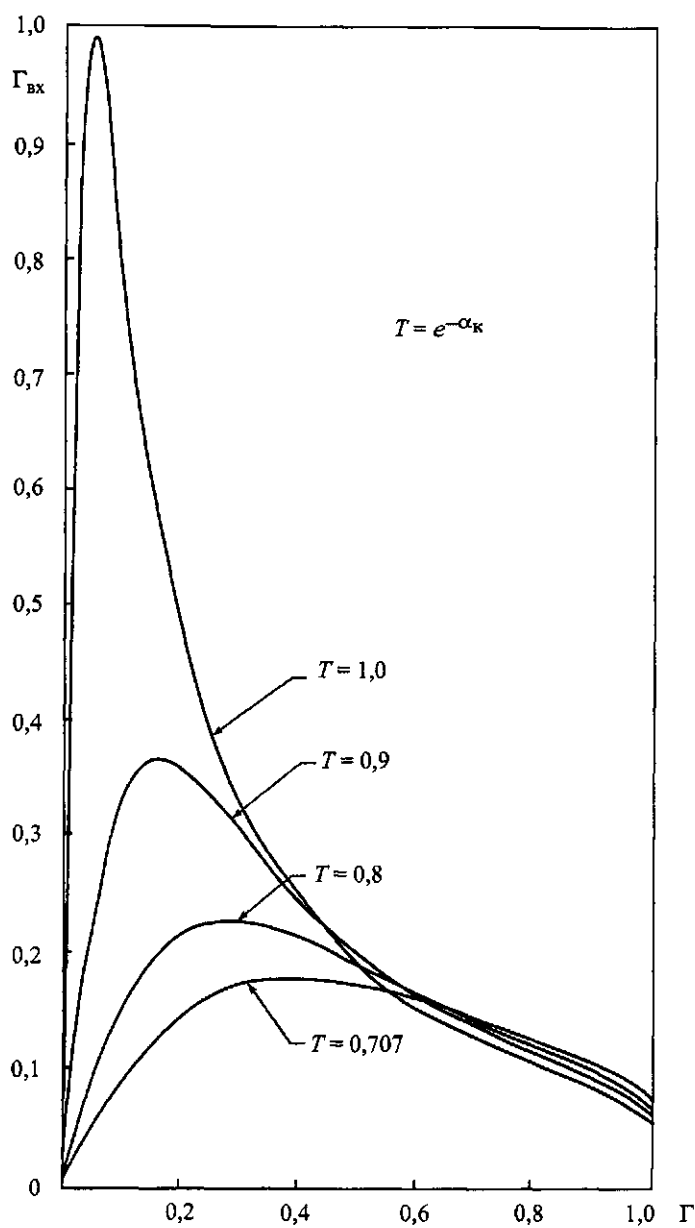


Рис. 10.18. Зависимость $\Gamma_{\text{вх}}$ от коэффициента отражения в кольце при $k_{\text{св}} = 0,316$ и $\varphi = 0$

получаем, что при оптимальной связи $m \approx 1/2\alpha_k$, а время установления

$$\tau_{\text{в}} = mT = mlv_{\text{гр}} = \frac{2}{k_{\text{св}}^2 + 2\alpha_k} \frac{l}{v_{\text{гр}}} = \frac{1}{2\alpha_k} \frac{l}{v_{\text{гр}}}. \quad (10.44)$$

Электродинамические характеристики резонатора-накопителя описываются следующими соотношениями:

$$W_3 = \frac{P_0 Q_0}{2\pi f_0}, \quad (10.45)$$

$$\frac{E_0}{\sqrt{P_0 Q_0}} = \sqrt{\frac{8\lambda_0 Z}{\pi a b \lambda_{\text{в}} n}}, \quad (10.46)$$

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{н}}} = \frac{2Q_0}{\pi n} \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{в}}} \right]^2 \left[\frac{a}{\lambda_{\text{в}}} \right]^2 \operatorname{tg}^4 \left[\frac{\pi(h-d)}{2a} \right], \quad (10.47)$$

$$Q_0 = K_{\text{т}} \left[\frac{1}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\lambda_{\text{в}}} \left(\alpha + \frac{2R_s \lambda_0}{Z_0 \lambda_{\text{в}} l_0} \right) \right]^{-1}, \quad (10.48)$$

$$P_0 = \frac{4P_{\text{г}} Z_{\text{н}} Z_{\text{вх}}}{[Z_{\text{вх}} + Z_{\text{н}}]^2}, \quad (10.49)$$

где W_3 – запасённая в резонаторе энергия, E_0 – амплитуда напряжённости электрического поля в резонаторе, $Z_{\text{вх}}$ – входное сопротивление резонатора, Q_0 – собственная добротность, P_0 – мощность, поступающая в резонатор.

Пусть, например, накопитель изготовлен из медного прямоугольного резонатора $a \times b = 7,2 \times 3,4$ см, резонансная длина волны $\lambda_0 = 0,1$ м ($f = 3$ ГГц), $\lambda_{\text{в}} = \lambda_0 / \sqrt{1 - (\lambda_0 / 2a)^2} = 0,139$ м и $n = 14$. Тогда $R_s = 1,49 \cdot 10^{-2}$ Ом и коэффициент затухания $\alpha = 2,25 \cdot 10^{-3}$ 1/м, что даёт $l = 7\lambda_{\text{в}} = 0,973$ м.

Собственная добротность резонатора принятой длины волны с колебаниями H_{10n} : $Q_0 = K_{\text{т}} \times 1,39 \cdot 10^4$ и при коэффициенте качества $K_{\text{т}} = 0,75$ $Q_0 = 1,04 \cdot 10^4$.

Из (10.49) следует, что при $Z_{\text{вх}} = Z_{\text{н}}$ вся мощность магнетрона поступает в резонатор ($P_0 = P_{\text{г}}$) и запасённая в резонаторе энергия максимальна. Указанное согласование резонатора в соответствии с расчётом по (10.47) достигается при $\operatorname{tg} \frac{\pi(h-d)}{2a} = 0,3512$ или при $h - d = 15,5$ мм. Если выполнить индуктивную диафрагму

из медной пластины толщиной $d = 1$ мм, то ширина окна связи должна быть $h = 16,5$ мм.

По (10.47) можно оценить параметр напряжённости электрического поля в резонаторе: $E_0/\sqrt{P_0 Q_0} = 200 \text{ Ом}^{1/2} / \text{м}$. Если импульсная мощность генератора $P_0 = 1$ МВт, то $E_0 = 200 \text{ кВ/см}$, что соответствует электрической прочности волновода, если она поддерживается системой откачки под высоким вакуумом. Таким образом, в резонаторе может быть накоплена энергия $W_3 = 0,53 \text{ Дж}$.

Представим, что в конце процесса накопления энергии в резонаторе магнетрон отключается, а короткозамыкающая пластина 2 на рис. 10.14 мгновенно испаряется. Тогда накопленная в резонаторе энергия начнёт поступать в согласованную нагрузку с групповой скоростью волны $v_{гр} = c\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2} = 2,6 \cdot 10^8 \text{ м/с}$. Колебания в резонаторе образуются за счёт сложения двух противоположно направленных волн, и вся накопленная энергия покинет резонатор, когда волновой пакет с отрицательной скоростью $v_{гр}$, находящийся у закоротки 2 в момент её испарения, отразится от индуктивной диафрагмы 1, пройдёт расстояние $l = 14\lambda_g/2$ и выйдет из накопителя. Ясно, что длительность сформированного импульса СВЧ-энергии будет $t_n = 9 \text{ нс}$, а его мощность составит $P_n = W_3/t_n = 59 \text{ МВт}$. Таким образом, накопительное устройство, показанное на рис. 10.14, за счёт сокращения длительности импульса питающего генератора может сформировать импульс СВЧ-энергии наносекундной длительности с коэффициентом усиления по мощности $M^2 = 10 \lg(P_n/P_0) = 18 \text{ дБ}$. Последнее означает, что могут быть получены импульсы мощностью $\sim 100 \text{ МВт}$, недостижимые для нерелятивистских приборов М- и О-типов.

Аналог быстрого испарения короткозамыкающей пластины на практике осуществляется с помощью коммутирующего устройства, показанного на рис. 10.19. Устройство состоит из закороченного плеча Н-тройника, подключённого к резонатору-накопителю на расстоянии $l = n\lambda_g/2$ от индуктивной диафрагмы связи. Тройник эквивалентен параллельному сопротивлению, присоединённому к длинной линии и его комплексное относительное сопротивление в сечении 1-1 равно

$$z_{11} = \frac{z_n + i \operatorname{tg}(2\pi l_1/\lambda_g)}{1 + iz_n \operatorname{tg}(2\pi l_1/\lambda_g)}, \quad (10.50)$$

где $z_n = Z_n/Z_g$ – безразмерное сопротивление нагрузки, зако-

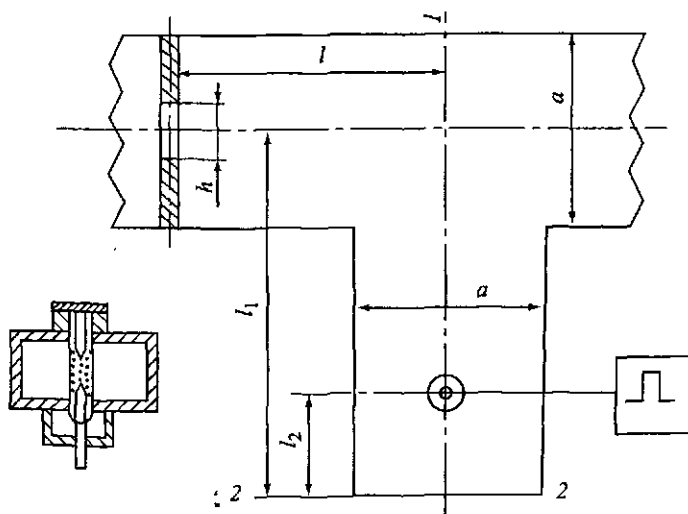


Рис. 10.19. Коммутирующее устройство резонатора-накопителя

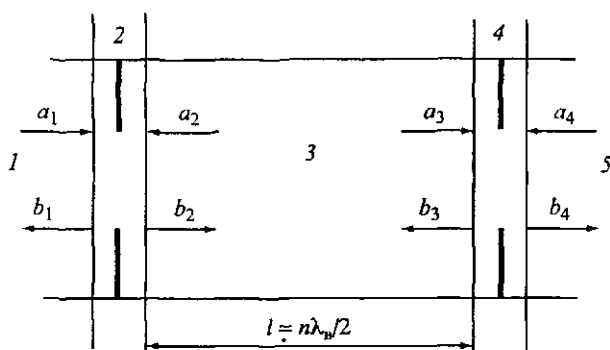


Рис. 10.20. Элементы матричного управления проходного резонатора

рачивающей плечо Н-тройника. Если $z_n = 0$ (короткое замыкание), то (10.50) переходит в $z_{11} = i \operatorname{tg}(2\pi l_1 / \lambda_w)$ и $z_{11} = 0$ при $l_1 = l\lambda_w / 2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Таким образом, короткозамыкатель шлейфа трансформируется в короткое замыкание основного волновода, если длина плеча Н-тройника равна целому числу половин длин волн в волноводе.

При выводе энергии из резонатора-накопителя необходимо, чтобы $z_{11} = \infty$. Указанная ситуация достигается включением газоразрядного прибора СВЧ, смонтированного на расстоянии l_2 от короткозамыкателя плеча Н-тройника. При включении раз-

рядника поджигающим импульсом от внешнего источника короткозамыкающая плоскость Н-тройника смещается по оси основного волновода на расстояние $l_1 - l_2$ и условие $z_{11} = \infty$ выполняется, согласно (10.50), при $l_1 - l_2 = \lambda_g n/4$, т.е. электроды разрядника должны быть удалены от плоскости коротки на расстояние, кратное четверти длины волны в волноводе.

Быстрота включения современных газоразрядных приборов составляет ~ 10 нс, что позволяет эффективно управлять переключением режима работы резонатора от накопления к выводу энергии. Шунтирующее сопротивление реальных разрядников имеет малую величину, но заметно отличается от 0, что требует уточнённого анализа вывода накопленной энергии из резонатора с двумя связями.

На рис. 10.20 показан призматический резонатор стоячей волны с двумя элементами связи с обозначением амплитуд электрической составляющей волны H_{10} по обе стороны от диафрагм связи.

Исследование процесса накопления-вывода энергии целесообразно провести методом матрицы рассеяния [158]. Этот метод приведёт к матричному уравнению между амплитудами a_1 , a_4 и b_1 , b_4

$$\begin{vmatrix} b_1 \\ b_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1 \\ a_4 \end{vmatrix}, \quad (10.51)$$

где элементы матрицы рассеяния полностью определяются устройством резонатора-накопителя. При составлении элементов матрицы рассеяния следует учесть, что $a_3 = b_2 \exp(-\alpha l)$, $a_2 = b_3 \exp(-\alpha l)$, $a_4 = 0$ при согласованной нагрузке на конце линии 5. Окончательно для соотношения амплитуд a_1 и b_4 получаем

$$\frac{b_4}{a_1} = \frac{k_1 k_2 \exp(-\alpha_r / 2)}{1 - \exp(-\alpha_r) \sqrt{(1 - k_1^2)(1 - k_2^2)}}, \quad (10.52)$$

где $-\alpha_r = 2\alpha l$ – постоянная затухания волны H_{10} при прохождении резонатора длиной l туда и обратно, $k_{1,2} = 2z_{1,2} / \sqrt{4z_{1,2}^2 + 1}$, где $z_{1,2}$ – относительное сопротивление индуктивных диафрагм со стороны входа и выхода. При определении α_r следует также учесть потери в выключенном разряднике и боковом плече Н-тройника длиной l_1 , причём величина α_r может быть связана с собственной добротностью резонатора с помощью соотношения типа (10.48), а коэффициенты связи k_1 и k_2 – со внешней добротностью резонатора. Используя описанный приём и учитывая,

что $1/Q_n = 1/Q_0 + 1/Q_{вх} + 1/Q_{вых}$, $Q_{вх}$ и $Q_{вых}$ – внешние добротности резонатора со стороны входа и выхода соответственно, соотношение (10.46) можно привести к виду

$$P_{вых} / P_0 = \left[\frac{b_4}{a_1} \right]^2 \cong \frac{2Q_n^2}{Q_{вх} Q_n'} \sim \frac{Q_n}{Q_n'}, \quad (10.53)$$

где символ добротности со штрихом относится к включённому разряднику, а он же без штриха соответствует выключенному разряднику, когда $k \rightarrow 0$.

При критической связи на входе и выключенном разряднике $Q_n \cong Q_0 / 2 = 5 \cdot 10^3$, где $Q_0 = 10^4$ взято из результатов предыдущей качественной оценки свойств накопителя по рис. 10.14. Качество современных разрядников позволяет получить $Q_n' \cong 100$. Это даёт по (10.53) коэффициент усиления $M^2 = 10 \lg(P_{вых} / P_{вх}) = 17$ дБ, что близко к предварительной оценке. Длительность сформированного импульса соответствует постоянной времени резонатора при включённом разряднике: $t_n = Q_n'(\pi f) \cong 10,6$ нс.

Работа по формированию мощных наносекундных импульсов методом накопления в течение длительного времени проводится в НИИ ЯФ ТПИ. На рис. 10.21 приведена функциональная схема одной из этих установок [54].

Резонатор-накопитель установки изготовлен из прямоугольного волновода сечением $a \times b = 72 \times 44$ мм и имеет длину $l = 1,2$ м. Со стороны согласованной нагрузки резонатор отделяется Н-тройником с длиной бокового плеча $l_1 = 2\lambda_v$. Закоротка бокового плеча выполнена в виде подвижного поршня для точной настройки тройника на рабочую частоту, а разрядник расположен на расстоянии $3\lambda_v/4$ от плоскости подвижного поршня.

При выключенном разряднике развязка резонатора с согласованной нагрузкой составляет 40 дБ. Питание резонатора осуществляется от магнетрона ($f \cong 3$ ГГц) с выходной мощностью до 1,6 МВт и длительностью импульса $5 \cdot 10^{-6}$ с.

Высокая электрическая прочность СВЧ-тракта достигается откачкой до давления 10^{-4} Па или наполнением его азотом (элегазом) до давления $3 \cdot 10^5$ Па. Переключение резонатора из режима накопления энергии в режим вывода происходит поджиганием разрядника при подаче на него импульса напряжения ≤ 50 кВ, начало которого синхронизировано с окончанием импульса питания резонатора.

Максимальная допустимая напряжённость электрического поля в резонаторе составляла 10, 13 и 18 МВ/м соответственно при вакуумировании, заполнении азотом или элегазом.

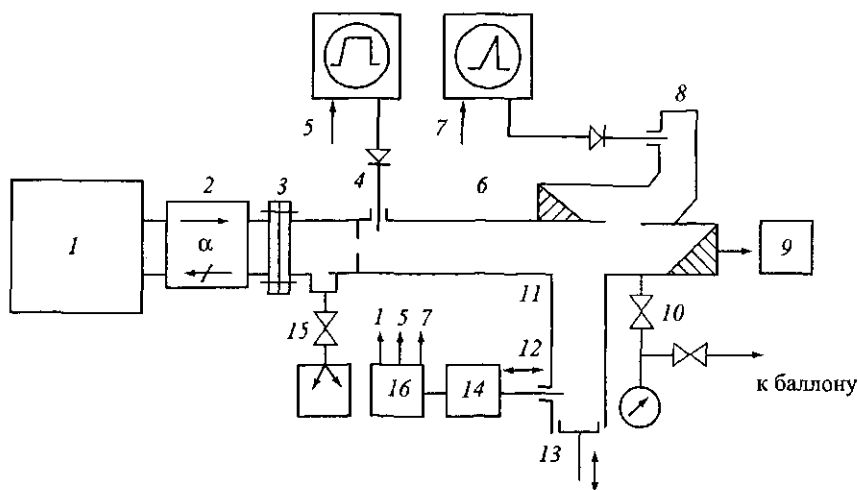


Рис. 10.21. Функциональная схема установки для формирования и исследования характеристик мощных наносекундных импульсов СВЧ-энергии:

1 – магнетрон, 2 – ферритовый вентиль, 3 – разъем, 4 – устройство связи, 5, 7 – линии синхронизации, 6 – резонатор, 8 – направленный ответвитель, 9 – согласованная нагрузка, 10, 15 – газовые вентили, 11 – тройник, 12 – разрядник, 13 – поршень, 14 – источник поджига, 16 – система синхронизации

При экспериментах на установке минимальная длительность СВЧ-импульсов, полученных при вакуумировании резонатора, составляла 50 нс, при заполнении азотом или элегазом 25 и 15 нс, а импульсная мощность возрастала, достигая 20, 40 и 70 МВт соответственно. Коэффициент усиления установки, полученный на основе анализа осциллограмм входного и выходного импульса (см. рис. 10.21), достигал при частоте посылок импульса магнетрона 50 Гц величины $M^2 = 18$ дБ. Энергия, накопленная в резонаторе, достигала 1,3 Дж, а энергия, передаваемая выходному импульсу, – 1,1 Дж. Общий КПД преобразования СВЧ-энергии питающего генератора в энергию наносекундных импульсов составляет около 30%.

Коэффициент усиления формирователей-накопителей может быть увеличен, если использовать резонаторы с большей собственной добротностью – такие, как кольцевой резонатор, цилиндрический резонатор с колебаниями H_{01n} и сверхпроводящий резонатор [61, 62].

Например, добротность и резонансная частота цилиндрического резонатора с колебаниями H_{01n} соответствуют соотношениям

$$Q_0 = K_\tau \frac{a}{\delta} \left[\frac{1}{n} \frac{v_{01}'^2 n^3 + 2n^2 \pi^2 a^3}{(v_{01} n)^2 + (n\pi a)^2} \right]^{-1}, \quad (10.54)$$

$$\lambda_{\text{в}} = \left[\frac{n^2}{4l^2} + \frac{1}{(1,64a)^2} \right]^{-1/2}, \quad (10.55)$$

где $v_{01}' = 3,832$ – первый корень производной функции Бесселя нулевого порядка $J_0'(x) = 0$.

Пусть размеры резонатора $a = 0,08$ м, $l = 0,154$ м ($\lambda = 10$ см) и $n = 2$. Тогда для медного резонатора, согласно табл. 2.2 $\delta = 1,21 \cdot 10^{-6}$ м и $Q_0 = 1,3 \cdot 10^5 K_\tau$. Если коэффициент технологического качества $K_\tau = 0,5$, то реальное значение $Q_0 = 6,5 \cdot 10^4$ и коэффициент усиления при $Q_n' = 100$ может быть поднят до $M^2 = 10 \lg(Q/Q_n') = 25$ дБ.

Собственная добротность сверхпроводящих резонаторов в сантиметровом диапазоне практически достигает 10^7 – 10^9 и коэффициент усиления формирующего устройства может быть поднят до $M^2 = 40$ дБ.

Длительность сформированного импульса СВЧ-энергии и коэффициент усиления накопителя существенно зависят от качества переключателя, реализующего режим вывода энергии из резонатора.

В настоящее время разработаны и испытаны следующие переключатели [3, 72]: разрядник с поджигом лучом лазера; разрядник с коммутацией сильноточным пучком электронов с энергией в сотни кэВ; устройство вывода, основанное на изменении типа колебаний резонатора-накопителя, например, при переходе от колебаний H_{011} к колебаниям H_{111} . В последнем случае выходное устройство связи размещается так, чтобы его щель находилась в максимуме магнитного поля колебаний H_{111} и волновод имел запредельные размеры для волны H_{011} , а смена вида колебаний осуществлялась возмущением резонаторной полости при срабатывании разрядника. Теоретические основы перечисленных устройств и полученные экспериментальные результаты изложены в работе [8].

При коммутации разрядника пучком электронов с энергией 300 кэВ и током 8 кА получены импульсы СВЧ-энергии длительностью 2,5 и 12 нс в трёх- и десятисантиметровом диапазоне длин волн. При испытании вывода энергии, основанного на смене вида колебаний $H_{011} \rightarrow H_{111}$ коэффициент усиления $M^2 = 30$ дБ.

Мощные и сверхмощные источники наносекундной длительности разрабатываются и исследуются в основном в Российской Федерации и создание их образцов с высокими технико-экономическими показателями является существенным вкладом учёных и инженеров РФ в СВЧ-энергетику. Основная задача настоящего времени – доведение созданных образцов до уровня серийных промышленных изделий и разработка более эффективных устройств.

В [72] впервые экспериментально показана возможность создания на базе серийных СВЧ-генераторов десятисантиметрового диапазона волн источников сверхширокополосных радиосигналов с уровнем мощности $\sim 10^9$ Вт путём последовательной временной компрессии энергии излучения.

Схема экспериментальной установки компрессии представлена на рис. 10.22. Исследовалось последовательное включение двух и трёх устройств формирователей с резонансными частотами, равными 2,82 ГГц. Первая ступень компрессии была выполнена по традиционной схеме на основе волноводного тройника Н-типа с высокочастотной резонансной линией сечением стандартного медного волновода 44×72 мм². Резонатор возбуждался от магнетронного генератора импульсами длительностью $3,5 \cdot 10^{-6}$ с мощностью 10^6 Вт, следующими с частотой 50 Гц. Согласование режима работы генератора с резонансной нагрузкой обеспечивалось ферритовым вентилем и переменным фазовращателем. По окончании процесса накопления на запуск разрядника от высоковольтного источника напряжения подавались импульсы отрицательной полярности 10 кВ, что приводило к срабатыванию переключателя и выводу накопленной энергии в виде импульса длительностью 30 нс и мощностью 21 МВт. Электрическая прочность конструкции обеспечивалась азотом под давлением $2 \cdot 10^5$ Па.

Выбор конструкции последующих ступеней компрессии определялся требуемой длительностью сигналов. Необходимой широкополосностью в момент вывода энергии обладают формирователи, выполненные на основе коаксиального тройника с газоразрядным переключателем в виде укорачивающей ёмкости. Было изготовлено два коаксиальных формирователя с длительностью выходных импульсов $1,4 \cdot 10^{-9}$ и $3,5 \cdot 10^{-10}$ с. Использование первого устройства в качестве второй ступени компрессии позволило увеличить мощность магнетронного генератора до $312 \cdot 10^6$ Вт. Осциллограмма сформированного импульса приведена на рис. 10.23, а. Длительность полученного колебания составляла четыре периода ВЧ-заполнения. Формирователь работал при атмосферном давлении воздуха. В неко-

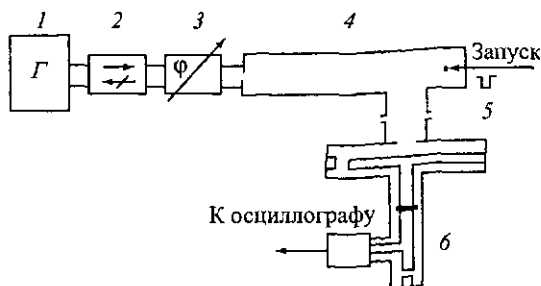


Рис. 10.22. Схема экспериментальной трёхступенчатой установки компрессии СВЧ-импульсов:

1 – СВЧ-генератор, 2 – ферритовый вентиль, 3 – фазовращатель, 4, 5, 6 – формирователи импульса первой, второй и третьей ступени компрессии

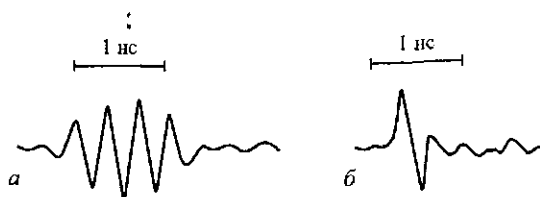


Рис. 10.23. Осциллограмма импульса на выходе второй (а) и третьей (б) ступеней компрессии

торых экспериментах это устройство размещали непосредственно на выходе генератора возбуждения. Максимальная входная мощность регистрируемых импульсов составила 20 МВт. Давление азота, заполняющего объём формирователя, в этом случае равнялось 10^6 Па. Дальнейшее увеличение давления газовой среды не приводило к повышению уровня мощности установки.

Третья ступень компрессии на основе второй коаксиальной конструкции формирователя позволила увеличить мощность генератора до 630 МВт. Длительность полученных сигналов сокращалась до одного периода колебаний резонансной частоты (рис. 10.23, б). Электроизоляция обеспечивалась азотом давлением $5 \cdot 10^5$ Па. Коаксиальные формирователи работали в режиме самопробоя разрядника. Коэффициенты усиления мощности второй и третьей ступеней компрессии составляли соответственно 15 и 2. Для регистрации импульсов в экспериментах использовался скоростной осциллограф типа С7-19 с калиброванным переменным аттенуатором. Погрешность измерения мощности сигналов была не хуже 30%. Анализ полученных сигналов даёт значение показателя широкополосности $0,5 \pm 2$.

Таким образом, практическая реализация способа формирования СВЧ-импульсов при выводе накопленной энергии из резонансных объёмов в основном определяется технологией создания высокодобротных резонаторов, в которых можно получать большие напряжённости высокочастотного электромагнитного поля, и возможностью осуществления быстрого переключения из режима накопления энергии в режим вывода. При возбуждении низших видов колебаний резонаторы, выполненные из меди, имеют собственную добротность $10^3\div10^5$. В [12] получена рекордная напряжённость высокочастотного электрического поля $150\div200$ МВ/м в медном цилиндрическом резонаторе десятисантиметрового диапазона с колебанием вида E_{010} . При такой напряжённости со стенок резонатора в вакууме наблюдалась интенсивная автоэлектронная эмиссия, которая сильно нагружает резонатор. Обычно в медных резонаторах напряжённость электрического поля почти на порядок меньше этого значения. Вывод энергии должен осуществляться за промежуток времени меньше постоянной времени накопления энергии в резонаторе ($\tau_v = 2Q_n / \omega_0$), иначе большая часть накопленной энергии будет рассеиваться в стенках резонатора. Для медных резонаторов это соответствует наносекундному диапазону. Осуществлять СВЧ-переключения из режима накопления в режим вывода за такое время технически достаточно сложно.

При реализации данного способа формирования импульсов появляются большие возможности и при использовании сверхпроводящих резонаторов. Благодаря высокой добротности ($10^9\div10^{11}$) постоянная времени резонатора может достигать нескольких секунд. При таком времени требования на скорость переключения могут быть менее жёсткими. При этом даже возможно использовать механические коммутаторы, если, конечно, не требуется выходной СВЧ-импульс малой длительности.

Мощность возбуждения сверхпроводящего резонатора при получении предельной напряжённости ВЧ-поля и, следовательно, максимальной плотности накопленной энергии может составлять всего несколько ватт.

Использование сверхпроводящих резонаторов усложняется техникой получения низкой температуры. Кроме того, несмотря на интенсивные исследования в последнее время в различных лабораториях, технология их изготовления разработана ещё недостаточно хорошо.

Несмотря на кажущуюся простоту принципа усиления электромагнитных колебаний, основанного на накоплении энергии в объёмных резонаторах, его осуществление в конкретном приборе часто связано с определёнными трудностями. Накопленный

опыт по созданию высокочастотных резонаторов и СВЧ-переключателей помогает в решении данной проблемы.

В последнее время во многих странах проявляется большой интерес к такому методу получения СВЧ-импульсов гигаваттного уровня наносекундной и субнаносекундной длительности, следующих с большой частотой повторения.

Преимуществами рассмотренной системы формирования по сравнению с известными релятивистскими приборами такого же уровня мощности являются простота реализации и возможность работы с частотой повторения импульсов до $10^2 \div 10^3$ Гц.

Приведём сведения о различных существующих сейчас непрерывных и импульсных СВЧ-генераторах, которые могут использоваться в СВЧ-энергетике:

НЕПРЕРЫВНЫЕ

$$f = 1 \div 10 \text{ ГГц}$$

$$P = 1 \div 100 \text{ кВт}$$

$$\lambda = 3 \div 30 \text{ см}$$

ИМПУЛЬСНЫЕ

$$f = 1 \div 10 \text{ ГГц}$$

$$\lambda = 3 \div 30 \text{ см}$$

а) Обычные импульсные СВЧ-генераторы

$$P = 1 \div 10 \text{ МВт}$$

$$\tau = 1 \div 5 \text{ нс}$$

б) Релятивистские СВЧ-генераторы

$$P = 1 \div 10 \text{ ГВт}$$

$$\tau \approx 30 \div 120 \text{ нс}$$

в) Временная компрессия СВЧ-импульсов

$$P = 1 \text{ ГВт}$$

$$\tau \approx 0,3 \div 5 \text{ нс} \quad .$$

ЗАДАЧИ

Задача № 23. Траектория релятивистского электрона, движущегося вдоль оси z в виркаторе, описывается уравнением

$$z = a \cos \omega_0 t,$$

где a – амплитуда колебаний, а ω_0 – угловая частота колебаний.

Получить выражение для полной мощности излучения и исследовать спектральные и угловые характеристики излучения.

Задача № 24. Определить коэффициент усиления по напряжению для резонатора бегущей волны, изображенного на рис. 10.16.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании изложенного в данной монографии материала можно сделать вывод о том, что СВЧ-энергетика может быть основой большого числа новых энергосберегающих технологий, особенностью которых является возможность оптимального распределения энергии в пределах рабочей камеры. Традиционно СВЧ-энергетика используется для воздействия на материалы с малой проводимостью и малой температуропроводностью. СВЧ-энергетика позволяет воздействовать сразу на весь объём материала, что невозможно при использовании обычных методов нагрева и в этом её главное преимущество, которое особенно проявляется при воздействии на изделия больших объёмов.

Традиционные технологии с использованием СВЧ предполагают трансформацию СВЧ-энергии в тепло. Это касается и разогрева, и сушки, и плавки различных материалов. С использованием методов СВЧ-энергетики получены очень интересные результаты при высокотемпературном спекании керамик и различных изделий порошковой металлургии. Приведённые в монографии сведения об СВЧ-измельчении угля и его очистки от примесей убедительно показывают возможность создания на этой основе новых перспективных технологий. Перечень задач такого типа будет расширяться по мере увеличения средней мощности используемых СВЧ-генераторов. Он будет существенно расширяться, если СВЧ-энергию трансформировать не только в тепло, но и в другие источники энергии. Например, СВЧ-энергию можно использовать для получения плазмы. От обычных плазматронов плазма в таких установках будет отличаться более высокой температурой и большей чистотой и поэтому круг задач, который можно решить с помощью таких источников плазмы, очень широк.

Поэтому кроме традиционной СВЧ-энергетики в последнее время быстро развивается плазменная и импульсная СВЧ-энергетика. Если непрерывная СВЧ-энергетика обеспечивает реализацию традиционных технологий на более высоком энер-

госберегающем и качественном уровне, то импульсная СВЧ-энергетика может быть основой новейших технологий, не имеющих аналогов в мировой практике.

Особенно хотелось сказать несколько слов о плазменной СВЧ-энергетике. Это совсем новое направление, однако уже первые результаты по получению водорода и окислов сверхчистых металлов свидетельствуют о большой перспективности этого направления, в том числе и для решения основополагающих проблем современной физики. Например, мощные СВЧ-разряды в плотных средах могут быть использованы для получения и нагрева чистой плазмы вплоть до термоядерных температур и получения мощных нейтронных потоков на этой основе. Рассмотрению этой проблемы посвящено Приложение 3.

Масштаб внедрения СВЧ-технологий зависит от наличия СВЧ-генераторов большой мощности. Существующие СВЧ-генераторы непрерывного действия мощностью ~100 кВт позволяют решать сравнительно широкий круг вопросов. Области применения СВЧ-энергетики могут существенно увеличиться с появлением СВЧ-генераторов непрерывной мощности ~1 МВт и больше.

Что касается импульсной СВЧ-энергетики, то её бурное развитие стало возможным только сейчас, после появления релятивистских СВЧ-генераторов гигаваттного уровня мощности.

В целом можно сказать, что, по мнению автора, перечень проблем, которые можно решать с помощью СВЧ-энергетики, будет непрерывно расширяться. Автор полностью разделяет точку зрения П.Л. Капицы о том, что любой диапазон частот сначала используется для связи, а после в энергетике.

Как известно, радиочастотный диапазон, который в конце XIX в. был использован А.С. Поповым для передачи сигналов, в XX в. произвёл революцию в энергетике. СВЧ-генераторы сейчас широко используются для связи, и можно надеяться, что их широкое внедрение в практику в настоящее время приведёт к такому же перевороту в энергетике, к какому раньше уже привело внедрение в энергетику волн радиодиапазона.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. Зависимость добротности от частоты на высоком уровне мощности

В гл. 2 было показано, что добротность обратно пропорциональна поверхностному сопротивлению. Для чистых сверхпроводников поверхностное сопротивление пропорционально квадрату частоты: $R_s \sim \omega^2$. Поэтому можно ожидать, что при уменьшении частоты добротность должна возрастать. Однако это всё справедливо до тех пор, пока внешнее магнитное поле мало. Если же магнитное поле увеличивается, то магнитный поток, проникающий в сверхпроводник, также увеличивается, и поэтому часть сверхпроводника переходит в нормальное состояние. В этом случае потери в стенках резонатора определяются как потерями в сверхпроводнике, так и потерями на неоднородностях, находящихся в нормальном состоянии (потери на флюксоидах):

$$\tilde{\Delta P} = \frac{1}{2} \int R_\phi H_{\text{вч}}^2 dS_\phi + \frac{1}{2} \int R_s H_{\text{вч}}^2 dS_s, \quad (\text{П.1})$$

где $H_{\text{вч}}$ – амплитуда внешнего ВЧ-поля частотой ω , R_ϕ и R_s – поверхностные сопротивления стенок резонатора в нормальном и сверхпроводящем состояниях, S_ϕ и S_s – площади сверхпроводника в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Используя выражение для потерь и (П. 1), можно получить выражение для добротности с учётом потерь во флюксоидах,

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2} \frac{1}{\tilde{\Delta P}} \left[\omega \int \mu_0 H_{\text{вч}}^2 dV \right] = \frac{G}{R_\Sigma} = \\ &= G / \left[R_\phi S_\phi / S_\Sigma + R_s (1 - S_\phi / S_\Sigma) \right], \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

где S_Σ – общая площадь резонатора, а G – геометрический фактор. Величина S_ϕ определяется величиной магнитного по-

тока, пронизывающего резонатор. Поэтому можно записать, что $S_\Phi = \alpha_\Phi S_\perp B / B_{кр}$. Здесь B – плотность магнитного потока, $B_{кр} = \mu \mu_0 H_{кр}$, где $H_{кр} = H_{кр1}$ для сверхпроводников I рода и $H_{кр} = H_{кр2}$ для сверхпроводников II рода, $S_\perp$ – площадь поперечного сечения резонатора, нормального к магнитному потоку, α – некоторый коэффициент пропорциональности.

С учётом сказанного выражение для Q можно представить в следующем виде:

$$Q = \frac{G}{R_\Phi \frac{\alpha_\Phi B S_\perp}{B_{кр} S_\Sigma} + R_s \left[1 - \frac{\alpha_\Phi B S_\perp}{B_{кр} S_\Sigma} \right]}. \quad (\text{П.3})$$

Если мощность потерь во флюксоидах значительно больше потерь в областях, находящихся в сверхпроводящем состоянии, то из (П.3) следует, что в этом случае

$$Q = G / R_\Phi \frac{\alpha_\Phi B S_\perp}{B_{кр} S_\Sigma}. \quad (\text{П.3а})$$

Именно так будет определяться Q при высоких уровнях мощности, когда потери во флюксоидах станут основными.

Как было указано в [48], $R_\Phi = \rho_\Phi / 2\pi\delta$, где δ – глубина проникновения, а ρ_Φ – сопротивление флюксоида, определяемое как

$$\rho_\Phi = \frac{\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр} \rho_n}{\rho_n^2 (\omega^2 m_\Phi - P_\Phi)^2 + \omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H_{кр}^2}, \quad (\text{П.4})$$

где $\Phi = \pi \alpha_\Phi^2 \mu \mu_0 H$ – полный магнитный поток, пронизывающий флюксоид радиуса a_Φ , $H_{кр1} \leq H \leq H_{кр2}$ для сверхпроводников II рода и $H \leq H_{кр}$ для сверхпроводников I рода; P_Φ – постоянная силы пиннинга на единицу длины, m_Φ – масса флюксоида на единицу длины. Поэтому, подставляя выражение для ρ_Φ из (П.4) в (П.3а), можно определить частотную зависимость Q на высоком уровне мощности для различных случаев.

Рассмотрим это подробнее.

1. Если силы вязкости являются преобладающими, то

$$\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H_{кр}^2 \gg \rho_n^2 (\omega^2 m_\Phi - P_\Phi)^2, \quad (\text{П.5})$$

$$\rho_\Phi (H / H_{кр}) \rho_n,$$

$$Q = 2\pi\delta G \left[\left(\frac{H}{H_{кр}} \right) \rho_n \frac{a_\Phi B S_\perp}{B_{кр} S_\Sigma} \right]^{-1}. \quad (\text{П.6})$$

В этом случае добротность не зависит от частоты.

2. Если силы вязкости пренебрежимо малы, то

$$\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H_{кр}^2 \ll \rho_n^2 (\omega^2 m_\phi - P_\phi)^2,$$

$$\rho_\phi = \left[\frac{\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр}}{(\omega^2 m_\phi - P_\phi)^2} \right] \frac{1}{\rho_n}. \quad (\text{П.7})$$

Здесь могут быть два случая:

а) При $\omega^2 m_\phi \gg P_\phi$ сопротивление флюксида

$$\rho_\phi = \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр} / \omega^2 m_\phi^2 \rho_n. \quad (\text{П.8})$$

Тогда

$$Q = \frac{2\pi \delta G m_\phi^2 \rho_n B_{кр} S_\Sigma \omega^2}{\Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр} \alpha_\phi B S_\perp}. \quad (\text{П.9})$$

В этом случае $Q \sim \omega^2$, т.е. добротность не только не уменьшается, а даже сильно увеличивается с увеличением частоты.

б) При $P_\phi > \omega^2 m_\phi$

$$\rho_\phi = \frac{\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр}}{P_\phi^2 \rho_n}, \quad (\text{П.10})$$

$$Q = \frac{2\pi \delta G P_\phi^2 \rho_n B_{кр} S_\Sigma}{\omega^2 \Phi^2 \mu^2 \mu_0^2 H H_{кр} \alpha_\phi B S_\perp}. \quad (\text{П.11})$$

В этом случае $Q \sim 1/\omega^2$. Поэтому, если работать на сравнительно низких частотах, то для получения высоких добротностей необходимо выбирать те области, когда в сверхпроводниках вязкость мала, а преобладающими являются силы пиннинга.

Интересной особенностью случаев а) и б) является то, что при этом добротность увеличивается с увеличением сопротивления сверхпроводника в нормальном состоянии.

2. Основы теории виркатора

Остановимся подробнее на механизме образования осциллирующего виртуального катода (ВК) и генерации мощности в виркаторе [49, 52]. Большинство полученных к настоящему времени экспериментальных результатов можно объяснить наличием двух механизмов генерации электромагнитных волн в

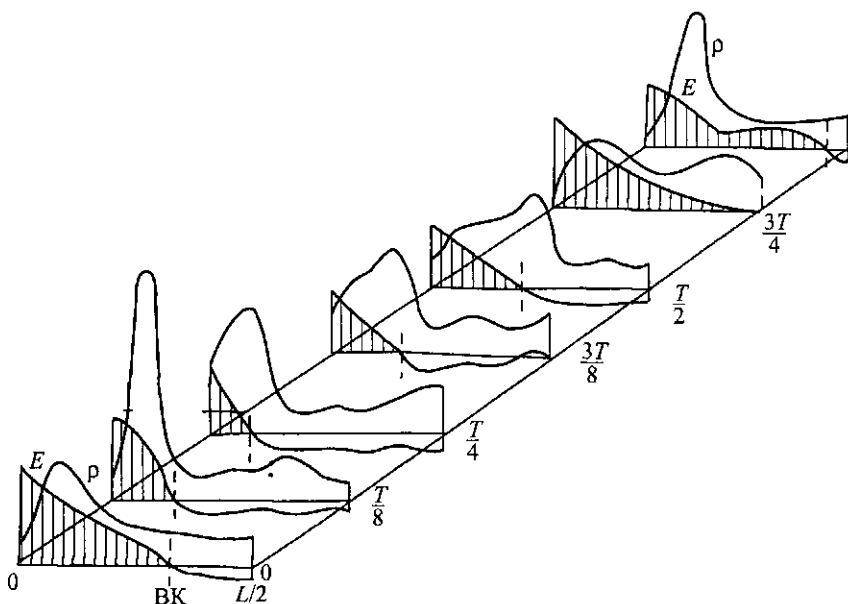


Рис. П.1. Временная диаграмма распределения плотности заряда и продольного электрического поля в анодном пространстве

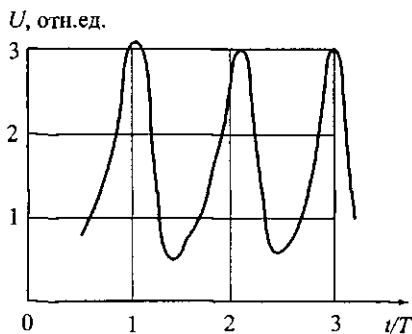
виркаторе. Первый механизм связан с излучением отражённых электронов, совершающих колебания в пространстве катод–ВК, второй – с колебаниями ВК как целого. Моделирование процессов в виркаторе показало, что при токах пучка, больших критического для данной структуры, ВК начинает осциллировать. На рис. П.1 представлена временная диаграмма распределения плотности пучка с и продольной компоненты электрического поля E_z на оси круглого цилиндрического резонатора длиной L и радиусом R (T – период колебаний ВК).левой вертикальной стенкой резонатора является анод виркатора. Анализ результатов показал, что если высота создаваемого виртуальным катодом

потенциального барьера $U(t) = \int_0^{z_{\text{BK}}} E_z(z, t) dt$ (заштрихованная область рис. П.1) больше кинетической энергии влетающих электронов,

$$U > (\gamma_0 - 1)m_0c^2,$$

то электроны останавливаются перед ВК и разворачиваются, что эквивалентно смещению ВК и максимума плотности пространственного заряда в сторону анода. Кроме того, величина

Рис. П.2. Зависимость высоты потенциального барьера, создаваемого виртуальным катодом, от времени



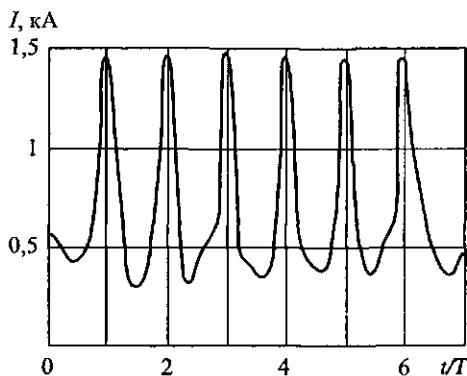
плотности быстро растёт, так как практически все влетающие электроны оказываются захваченными движущимся к аноду виртуальным катодом.

По мере приближения к аноду величина потенциального барьера (рис. П.2) уменьшается и в определённый момент становится меньше кинетической энергии влетающих электронов,

$$U < (\gamma_0 - 1)m_0c^2,$$

и продолжает убывать, поскольку отражённые от ВК электроны покидают область анод–ВК, проходя через сетчатый анод (либо высаживаясь на него, как в редитроне). Влетающие в область электроны легко преодолевают уменьшившийся потенциальный барьер, двигаясь от анода за ВК, который сам смещается к центру резонатора. В результате этого максимум плотности и ВК перемещаются к центру резонатора до тех пор, пока не восстановится потенциальный барьер достаточной высоты. Далее процесс повторяется.

Ток отражённых от ВК и пролётных электронов оказывается промодулированным на частоте колебаний ВК (рис. П.3), причём соотношение между величинами этих токов меняется в зависимости от отношения тока инжекции к критическому. Если $I_{\text{инж}} \geq I_{\text{кр}}$, то доля отражённого тока оказывается большей и на прямой ток инжекции накладывается модулированный отражённый ток.



Таким образом в качестве модели при анализе процессов в виркаторе можно рассматривать движение модулированного по плотности с частотой Ω электронного потока, осциллирующего в несим-

Рис. П.3. Зависимость тока пролётных и отражённых электронов от времени

метричной потенциальной яме. Частоту этих колебаний можно вычислить, найдя время пролёта электронов анод-катодного промежутка [49]. Для этого необходимо решить релятивистское уравнение Пуассона. В этом случае выражение для плотности тока частиц будет иметь вид

$$j = \frac{8}{9} \frac{I_0}{4\pi d^2} \frac{(\gamma_a - 1)^2}{\sqrt{\gamma_a^2 - 1}} F^2,$$

где F – гипергеометрический ряд, значение которого монотонно изменяется от 1 до $3/2$ при изменении γ_a от 1 до ∞ , $I_0 = m_0 c^3 / e = 17$ кА, а время пролёта катод-анодного промежутка определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} t_{\kappa-a} &= \int_0^t dt = \frac{1}{c} \int_0^t \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \frac{dz}{d\gamma} d\gamma = \frac{1}{c} \int_0^{\gamma_a} \frac{1}{(8\pi j / I_0)^{1/2}} \frac{\gamma d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{3/4}} = \\ &= \frac{2(\gamma_a^2 - 1)^{1/4}}{c(8\pi j / I_0)^{1/2}} = \frac{3}{2F} \left[\frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a - 1} \right]^{1/2} \frac{d}{c} = \frac{3}{2F} \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a} \frac{d}{v_{\max}}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что частота генерирующих колебаний при осциллировании электронов вблизи анода равна

$$\Omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{4t_{\kappa-a}} = \frac{\pi F}{3} \frac{\gamma_a}{\gamma_a + 1} \frac{v_{\max}}{d}. \quad (\text{П.12})$$

С другой стороны, есть большое количество работ, где вычисляются частоты колебаний виртуального катода. Особенно большой цикл таких работ был выполнен в связи с исследованием редитрона. Показано, что для этих частот имеет место соотношение

$$\omega_{\text{вк}} = 2,5 \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_0 \gamma_a}}. \quad (\text{П.13})$$

Это выражение можно преобразовать, подставляя сюда n из полученного ранее выражения для плотности тока с учётом $j = env$:

$$n = \frac{8}{9} \frac{I_0}{4\pi e d^2} \frac{1}{v_{\max}} \frac{(\gamma_a - 1)^2}{\sqrt{\gamma_a^2 - 1}} F^2.$$

Тогда

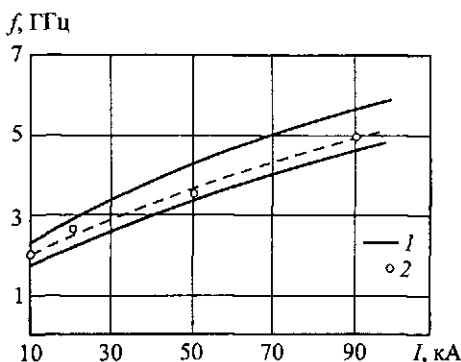
$$\omega_{\text{вк}} = 5 \frac{\sqrt{2}}{3} F \frac{\gamma_a}{\gamma_a + 1} \frac{v_{\max}}{d}. \quad (\text{П.14})$$

Рис. П.4. Зависимость частоты колебаний ВК от тока пучка:

1 – по данным работы [52],
2 – численный эксперимент

Фактически эта частота немного меньше и, как показывают более строгие расчёты,

$$1,92\omega_p \leq \omega_{\text{ВК}} \leq 2,31\omega_p.$$



Численное моделирование двумерной динамики ВК показало, что частота колебаний ВК укладывается в этот диапазон.

На рис. П.4 приведена зависимость частоты генерируемых колебаний от тока пучка. Сплошные линии соответствуют выражению (П.15), а результаты численного эксперимента представлены точками. Как видно, результаты лежат внутри диапазона (П.15). Сравнение (П.12) и (П.13) показывает, что частота колебаний виртуального катода примерно вдвое больше частоты колебаний Ω .

Из изложенного следует, что колебания виртуального катода выполняют роль некоторой возмущающей силы, вызывающей параметрические резонансы в данной системе.

Анализ выражений для частоты колебаний электронов в потенциальной яме (П.12) и частоты колебаний виртуального катода (П.13) и (П.14) позволяет также сделать вывод о том, что виркатор является не только параметрическим прибором, но параметрическим широкополосным прибором. Действительно, обе эти частоты пропорциональны отношению $\sqrt{U_{a-k}/d^2}$, откуда следует, что глубокая перестройка частоты в приборах данного типа может быть осуществлена за счёт изменения напряжения в анод-катодном промежутке или длины самого промежутка без нарушения условий параметрического резонанса.

Установленный факт связи двух видов колебаний в виркаторе позволяет по-новому подойти к разработке теории данного прибора. Так как установлено, что колебания виртуального катода выполняют роль вынуждающей силы для колебаний частиц в пространстве К–ВК, то при построении теории можно ограничиться только рассмотрением движения электронов в этом пространстве. Поскольку в процессе такого движения частицы изменяют скорости от нуля почти до скорости света, аналитическое решение такой задачи весьма затруднено, так как трудно

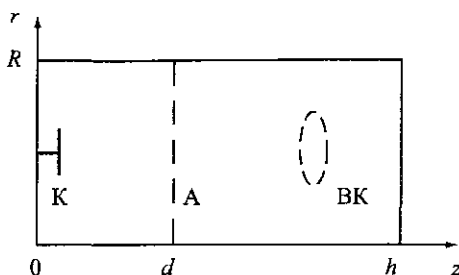


Рис. П.5. Схема виркатора

ввести малый параметр, по которому обычно проводится разложение. Тем не менее, как будет показано ниже, соответствующий выбор переменных, хорошо описывающих осцилляторное движение, позволяет решить эту задачу.

Исследование проведем на примере системы с виртуальным катодом, помещенной в цилиндрический резонатор высоты h и радиуса R в предположении одномерности движения электронов (рис. П.5). Геометрия рассматриваемой системы немного отличается от используемой на практике, но тем не менее позволяет выявить основные закономерности виркатора в аналитическом виде [51, 56, 182].

Итак, пусть имеются осциллирующие в потенциальной яме электроны, которым соответствует функция распределения

$$F(\vec{r}, p_z, t) = N\rho(r, \theta)f(z, p_z, t). \quad (\text{П.16})$$

Здесь N — число частиц на единицу длины, $\rho(r, \theta)$ — нормированное на единицу распределения электронов по поперечному сечению, т.е. $\int_S \rho(r, \theta) r dr d\theta = 1$.

Для описания движения осциллирующих электронов удобно ввести следующие переменные: квадрат амплитуды колебаний электронов в стационарном состоянии a^2 и фазу $\Phi = \Omega t + \Phi_0$. Эти переменные связаны с координатой z и импульсом p_z соотношениями $z = L + a \sin \Phi$ и $p_z = m_0 \gamma a^2 \cos \Phi$, где L — величина катод-анодного зазора. Кинетическое уравнение, описывающее изменение функции распределения, примет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left[\Omega + F_z^{(1)} \frac{\sin \Phi}{m_0 \gamma a \Omega} \right] \frac{\partial f}{\partial \Phi} + F_z^{(1)} \frac{2a \cos \Phi}{m_0 \gamma \Omega} \frac{\partial f}{\partial (a^2)} = 0, \quad (\text{П.17})$$

где $F_z^{(1)} = -eF_z^{(1)}$ — сила, действующая со стороны полей, связанных с возмущениями плотности и тока, Ω — частота стационарных колебаний электронов.

В общем случае Ω зависит от амплитуды колебаний. Нелинейность обусловлена релятивистскими эффектами и отклонением формы потенциальной ямы от параболичес-

кой из-за сильноточности пучка. Представляя функцию распределения в виде $f = f_0 + f_1$, где f_1 – функция возмущения, через которую выражаются возмущения плотности ρ_1 и тока J_1 , используя для определения полей возмущения метод собственных функций резонатора и проводя дополнительное разложение возмущения для осциллирующих электронов по гармоникам $\exp[i(l\Phi - \omega t)]$, окончательно получим дисперсионное уравнение

$$1 = \sum_{k_z} \frac{m_0 c^2 \omega_p^2}{2} iZ(\omega) \int_0^\infty \frac{\partial f_0 / \partial(a^2)}{(\omega - l\Omega)\Omega} I_l(k_z a) d(a^2), \quad (\text{П.18})$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m_0$, а

$$iZ(\omega) = \sum_v iZ_v^{\text{вч}} \frac{\omega + i\alpha_v}{\omega_v^2 - \omega^2 - i\alpha_v \omega} + \frac{i}{\omega} Z_v^k$$

– импеданс системы, связанный с высокочастотным $Z_v^{\text{вч}}$ и кулоновским Z_v^k полями,

$$iZ_v^{\text{вч}} = 8 \frac{2\varepsilon_m k_\perp^2 r_n^2 L |\rho_\perp|^2}{\hbar k^2 R^2 J_n'^2(k_\perp R)},$$

$$Z_v^k = -Z_v^{\text{вч}} k_z^2 / k_\perp^2.$$

Здесь $\alpha_v = (1-i)\sqrt{\omega\omega_v} / Q_v$, $\omega_v = ck = c\sqrt{k_\perp^2 + k_z^2}$, $k_z = m\pi / h$, $m = 0, 1, 2, \dots$, Q_v – добротность резонатора на частоте ω_v ,

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1/2, & \text{если } m = 0, \\ 1, & \text{если } m \neq 0, \end{cases}$$

$$I_l(k_z a) =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \left[\int_0^{2\pi} \frac{\gamma \dot{z}}{c} \cos k_z a \exp(il\Phi) d\Phi \right] \cdot \left[\int_0^{2\pi} \frac{\dot{z}}{\gamma c} \cos k_z a \exp(-il\Phi) d\Phi \right],$$

$$p_\perp = \int \rho(r, \theta) J_n(k_\perp r) \exp(-in\theta) r dr d\theta = \frac{2}{k_\perp r_n} J_1(k_\perp r_n),$$

если $n = 0$ и $\rho(r, \theta) = \rho_0 = \text{const}$ по всему сечению пучка πr_n^2 .

Если пучок моноэнергетический, то

$$f_0(a^2) = A \delta(a^2 - a_0^2) / (\pi m_0 \gamma \Omega_0),$$

и поэтому дисперсионное уравнение примет вид

$$1 + \Delta A c^2 \sum_{k_z} i Z(\omega) \times \quad (П.19)$$

$$\times \left\{ \frac{l \partial \Omega / \partial (a^2) I_l(k_z a)}{(\omega - l \Omega)^2} + \frac{\partial I_l(k_z a) / \partial (a^2)}{\omega - l \Omega} \right\}_{a=a_0} = 0,$$

где

$$\Delta = \frac{\omega_p^2}{2\pi\gamma_0\Omega_0^2},$$

$$A = \left[1 - \frac{1}{2\pi\gamma_0} \int_0^{2\pi} \frac{e U(a_0^2, \Phi)}{m_0 c^2} d\Phi \right]^{-1},$$

$$\Omega_0 = \Omega(a^2), \quad \gamma_0 = \gamma(a^2).$$

Отсюда следует, что существуют два механизма группировки частиц: первый, описываемый членом $\sim \partial \Omega / \partial (a^2)$, обусловлен нелинейностью осцилляторов, а второй, $\sim \partial I_l(k_z a) / \partial (a^2)$, связан с взаимодействием линейных осцилляторов. В сильно неоднородных полях и при $\partial I_l / \partial (a^2) < 0$ неустойчивость усиливается.

Для резонансной системы, когда частота возмущения попадает в резонанс с одной из собственных частот, т.е. $\omega \sim l \Omega_0 \sim \omega_v$, а $\omega_v - l \Omega_0 \ll \omega_v$, неустойчивость развивается, если

$$|K| = \frac{c^2}{\Omega_0^3} \left| \frac{\partial \Omega}{\partial a^2} \right|_{a=a_0} \geq$$

$$\geq \frac{1}{9 \cdot 2^{1/3} Q_v} \frac{\left[\frac{c^2}{\Omega^2} \frac{1}{I_l(k_z a)} \frac{\partial I_l(k_z a)}{\partial (a^2)} \right]_{a=a_0}}{1 + \frac{2^{2/3}}{9 Q_v} \frac{Z_v^k}{Z_v^{BЧ}} \left[\frac{\partial \Omega / \partial (a^2)}{|\partial \Omega / \partial (a^2)|} \right]_{a=a_0}}. \quad (П.20)$$

Если $(Z_v^k / Z_v^{BЧ}) Q_v^{-1} \ll 1$, то кулоновское поле практически не влияет на пороговые параметры. В низкодобротных системах вклад кулоновского поля может быть весьма существен. При выполнении (П.20) максимальный инкремент

$$\xi = \frac{\sqrt{3}}{2} \left\{ \frac{1}{2} \Delta A i Z_v^{BЧ} I_l(k_z a) |K| l \right\}^{1/3} \Omega_0 \left|_{a=a_0} - \frac{l \Omega_0}{6 Q_v} \right. \quad (П.21)$$

Если пучок немонотонноэнергетический, то, например, для лоренцевского распределения

$$f_0 = \frac{A}{\pi^2 m_0 \gamma_0 \Omega_0} \frac{\Delta a^2}{(a^2 - a_0^2)^2 - \Delta a^4}$$

получим следующее выражение для порогового тока, выше которого развивается неустойчивость:

$$J_n = \frac{\pi r_n^2}{a_0^2} J_A \frac{\Delta K \frac{\Delta a^2}{a_0^2} l^2 \left(\frac{\Omega_0^2 a_0^2}{c^2} \right)}{2 A i Z_v^{B4} Q_v I_l(k_2 a_0)} \tilde{\Phi}, \quad (\text{П.22})$$

где

$$\tilde{\Phi} = \begin{cases} 2, & \text{если } 1/Q_v \gg 4\Delta K, |\tilde{\delta}_v|, \\ 2\sqrt{Q_v \Delta K}, & \text{если } |\tilde{\delta}_v| \ll 1/Q_v \ll 4\Delta K, \\ 4|\tilde{\delta}_v| Q_v, & \text{если } Q_v \rightarrow \infty, \end{cases}$$

$J_A = 17\beta\gamma[\text{кА}]$ – альфеновский ток,

$$\Delta K = \frac{\Omega_0^2 a_0^2}{c^2} K \frac{\Delta a^2}{a_0^2}, \quad \tilde{\delta}_v = \frac{\delta_v}{l\Omega_0}.$$

Из этих выражений видно, что пороговый ток увеличивается с уменьшением добротности и увеличением энергетического разброса частиц и оказывается самым малым при $l = 1$. Так как излучение электромагнитных колебаний сопровождается квазилинейным уширением энергетического разброса пучка, то при достижении порогового значения Δa^2 , удовлетворяющего $J > J_n$, происходит стабилизация пучка.

Проведём некоторые численные оценки. Используя приближение параболической ямы $U(z) = U_0[(z - L)/L]^2$, для которой в слаборелятивистском случае $\Omega(a^2) = \Omega_0 \left(1 - \frac{3}{16} \Omega_0^2 a^2 / c^2 \right)$, и учитывая, что в оптимальном случае $\Omega_0 \sim \omega_p$, а $I_l(k_2 a) = \cos^2(k_2 a)/4$ для монотонноэнергетического однородного по углу пучка, осциллирующего в резонаторе с большой добротностью $Q_v \rightarrow \infty$, выражение для максимального инкремента (П.21) может быть записано в следующей форме:

$$\xi = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\lambda}{2\pi R} \left\{ \frac{3}{2\gamma_0} \frac{L}{\lambda} \frac{R}{h} \frac{J_1^2(k_{\perp} r_n)}{J_1^2(k_{\perp} R)} \right\}^{1/3} \Omega_0.$$

Из этого выражения можно сделать следующие выводы:

1. Инкремент тем меньше, чем меньше отношение длины генерируемой волны к радиусу волновода.

2. Инкремент тем меньше, чем меньше радиус пучка r_n , используемого для возбуждения резонатора.

Нетрудно подсчитать, что для большинства встречающихся на практике параметров виркаторов $\xi = (0,1 \div 0,01)\omega_0$. Это означает, что в десятисантиметровом диапазоне время развития неустойчивости $T = 0,5 \div 5$ нс. Именно такое укорочение импульса тока и наблюдается в эксперименте.

Выражение для предельного тока (П.22) для пучка с энергетическим разбросом $\Delta a^2 / a_0^2 = \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}$ может быть преобразовано к виду

$$J_{\text{пр}} = \frac{3\pi}{16} \left[\frac{2\pi R}{\lambda} \right]^2 \frac{r_n}{a_0^2} \left[\frac{a_0^2 \Omega_0^2}{c^2} \right]^3 \times \left[\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right]^2 \frac{hl\tilde{\Phi}(Q_v)}{LAQ_v 2\varepsilon_m I_l} \cdot \frac{J_1^2(k_{\perp} R)}{J_1^2(k_{\perp} r_n)} J_A. \quad (\text{П.22a})$$

Учитывая, что $a_0 \Omega_0 / c \sim 1$, $I_l(k_z a) \cong 1/4$, $\varepsilon_m = 1$ при $l = 0$, $J_1^2(k_{\perp} R) \cong 0,25$ и, что для достаточно тонких пучков $J_1(k_{\perp} r_n) = k_{\perp} r_n / 2$, выражение для $J_{\text{пр}}$ при $l = 0$ примет вид

$$J_{\text{пр}} \cong 1,2 \left[\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right]^2 \frac{V_{\text{рез}}}{V_{\text{пуч}}} \frac{1}{Q_v} \tilde{\Phi} J_A, \quad (\text{П.22б})$$

где $V_{\text{рез}}$ — объём резонатора, а $V_{\text{пуч}}$ — объём пучка в резонаторе. Так как для интересующих нас случаев

$$\tilde{\Phi}(Q) \sim 2, \quad Q_v \sim 10, \quad V_{\text{рез}} / V_{\text{пуч}} \sim 10^2 \div 10^3,$$

то

$$J_{\text{пр}} \cong (2,5 \cdot 10^2 \div 2,5 \cdot 10^3) J_A \quad \text{при } \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E} = 0,01$$

и

$$J_{\text{пр}} = (0,1 \div 0,01) J_A \quad \text{при } \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E} = 0,02.$$

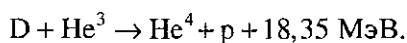
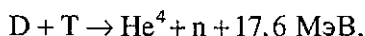
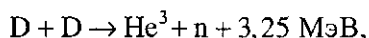
Эти результаты также хорошо совпадают с экспериментальными данными [60, 63, 69, 181]. Всё это позволяет сделать заключение, что развитая теория является достаточно строгой и хорошо описывает физические процессы в виркаторе.

3. Использование мощных импульсных СВЧ-разрядов для получения высокотемпературной плазмы и мощных нейтронных источников

Последние исследования показали [191], что мощные импульсные СВЧ-разряды могут использоваться и для решения такой важной проблемы, как управляемый термоядерный синтез.

Это исключительно трудная научно-техническая задача, и несмотря на крупные результаты, полученные многими научными коллективами за более чем пятидесятилетнюю историю развития, эта проблема остается нерешённой до сих пор. Остановимся на этом более подробно.

Как известно [9], очень лёгкие ядра имеют малую энергию связи на нуклон по сравнению с тяжёлыми ядрами, и поэтому слияние лёгких ядер приводит к высвобождению большего количества энергии на единицу массы прореагировавших веществ, чем при реакции деления. Наиболее важными являются реакции слияния ядер дейтерия и трития:



Так как положительно заряженные ядра взаимно отталкиваются друг от друга и это отталкивание уменьшается с увеличением энергии ядер, то реакции синтеза могут протекать только при высоких температурах.

Однако, как показали эксперименты с дейтонами, ускоренными до энергии в несколько десятков килоэлектронвольт, только малая доля дейтонов ($\sim 10^{-4}$) вызывает ядерные реакции, в то время как подавляющая масса растрчивает свою энергию на возбуждение и ионизацию ядер. Это происходит потому что сечения ядерных реакций несравненно меньше сечений возбуждения и ионизации. Ситуация существенным образом изменяется в полностью ионизованной горячей водородной плазме, поскольку в этом случае потери на ионизацию и возбуждение полностью исключены и столкновения между ионами плазмы в конечном счёте закончатся реакциями ядерного синтеза.

Зависимость поперечных сечений реакций синтеза от энергии дейтонов для $D-D$, $D-T$, и $D-He^3$ реакций изображена на рис. П.6.

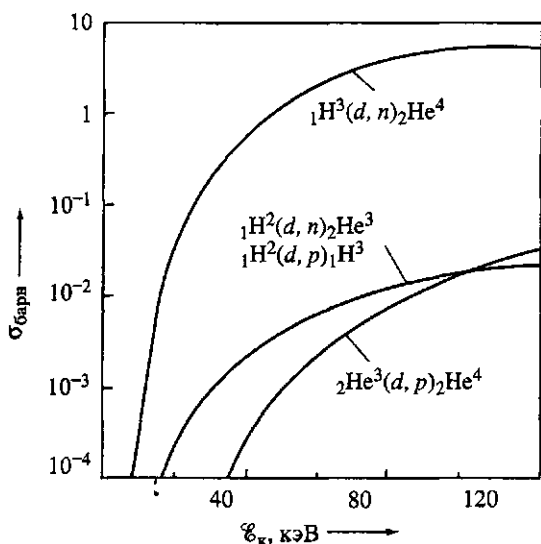


Рис. П.6. Зависимость эффективных сечений реакций синтеза от кинетической энергии дейтронов

Из рисунка видно, что для осуществления реакций ядерного синтеза в земных условиях надо нагреть плазму до энергии ~20 кэВ, что эквивалентно примерно 200 млн градусов.

В связи с этим возникает вопрос о том, как нагреть плазму до такой температуры и как её удержать вдали от стенок реактора в течение времени, достаточного для протекания ядерных реакций. Что касается первой части проблемы, то она решается по-разному для разных термоядерных установок и это будет рассмотрено более подробно ниже. Что же касается критерия удержания, то он является единым для всех термоядерных установок и определяется следующим.

Удельная мощность любого термоядерного реактора определяется путём умножения энергии, выделяющейся в каждой реакции синтеза, на число ядерных реакций, происходящих каждую секунду в единице объёма рабочей зоны реактора. Если внутрь реактора вводится дейтериевая или дейтерий-тритиевая плазма, то время от времени ядра сталкиваются и происходит их ядерное взаимодействие, в результате которого выделяется мощность P_0 . Это полезный процесс. Однако вместе с этим из реактора уходит энергия за счёт электромагнитного излучения плазмы и за счёт ухода из реактора некоторой части не успевших прореагировать ядер, равной n/τ , где τ – время удержания частиц. В стационарном состоянии именно такое количество частиц в расчёте на единицу объёма должно вводиться в реактор.

Если коэффициент преобразования энергии ядерного синтеза, электромагнитного излучения и тепловой энергии частиц в электрическую энергию равен η , то для реактора нулевой мощности имеет место равенство [9]

$$\eta(P_0 + P_r + P_i) = P_r + P_i, \quad (\text{П.24})$$

где $P_r = Cn^2T^{1/2}$ – мощность излучения, $P_i = Q_T / \tau = 3nk_B T / \tau$ – мощность потока уходящих частиц, $P_0 = A\mathcal{E}n^2\langle\sigma v\rangle$ – мощность ядерного энерговыделения, где $\mathcal{E}$ – энергия, выделяемая в каждом акте деления, σ – поперечное сечение взаимодействия ядер, а v – их скорость. Отсюда

$$n\tau = \frac{3k_B T}{\frac{1}{1-\eta} A\mathcal{E}\langle\sigma v\rangle - CT^{1/2}}. \quad (\text{П.25})$$

Установка начинает работать как термоядерная электростанция, если левая часть больше правой.

Зависимость $n\tau$ от температуры при $\eta = 0,3$ для D–D и D–T-плазмы изображена на рис. П.7.

Энергетически выгодная работа реактора соответствует минимуму на этих кривых. Это условие называется критерием Лоусона. Как видно из кривых, оно выполняется для D–D-плазмы если $n\tau \geq 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ и $T \sim 10^9 \text{ К}$, и $n\tau \geq 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ и $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$ для D–T-плазмы. Это очень жёсткие условия, которые пока не удалось достичь ни на одной термоядерной установке.

В настоящее время исследования по управляемому термоядерному синтезу проводятся в двух направлениях: с одной стороны, по созданию квазистационарных установок с магнитным удержанием плазмы и с другой, – по созданию установок с инерционным удержанием плазмы.

Что касается первого направления, то оно является наиболее изученным к настоящему времени. Наиболее известными установками этого типа являются Токамаки, предложенные и интенсивно развиваемые в СССР, а позже в России [27]. Эти установки хорошо известны, и мы не будем останавливаться на них сколько-нибудь подробно. Отметим только, что плотность плазмы в таких установках $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и поэтому для выполнения критерия Лоусона необходимо удерживать такую плазму в течение времени $\sim 1 \text{ с}$. За это время в плазме развиваются неустойчивости, приводящие к неравновесному распределению частиц по энергиям и возникновению потоков частиц поперёк силовых линий удерживающего магнитного поля. Всё это приводит к тому, что

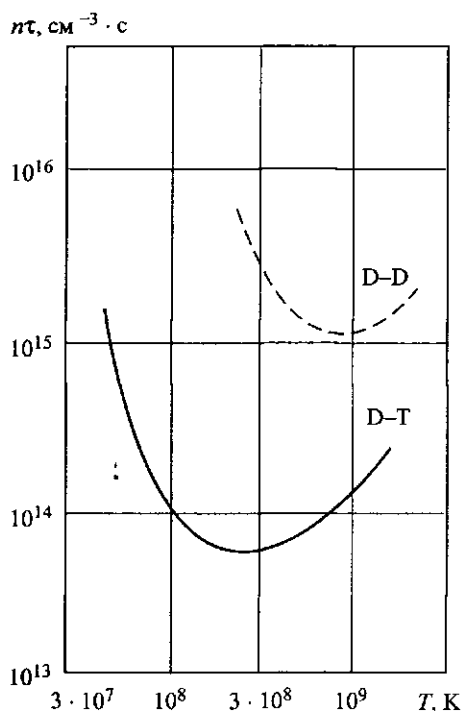


Рис. П.7. Зависимость $n\tau$ от температуры для D-D и D-T-плазмы

такие установки превращаются в огромные и дорогостоящие сооружения. Работа по стабилизации плазмы в Токамаках, начатая ещё в 50-х годах прошлого столетия, не решена до сих пор.

Мощные СВЧ-генераторы занимают достойное место в создании квазистационарных термоядерных установок. Они используются для нагрева плазмы до термоядерных температур, поскольку только кольцевой разряд не приводит к нагреву плазмы до таких температур. Для этих целей в ИПФ РАН под руководством А.В. Гапонова созданы уникальные гиротроны, позволяющие при частотах $f \sim 100$ ГГц генерировать СВЧ-импульсы мощностью $P \sim 1$ МВт при длительности импульса $\tau \sim 1$ с. Такие СВЧ-генераторы позволяют эффективно нагревать электронную компоненту плазмы при выполнении условий электронного циклотронного резонанса.

Ещё более активную роль играют СВЧ-поля в установке, созданной под руководством П.Л. Капицы [90]. Здесь СВЧ-генератор мощностью $P \sim 150$ кВт использовался не только для нагрева, но и для удержания плазмы в центре резонатора. В этих экспериментах в водороде и гелии при достаточно большом

давлении ($p \sim 10$ Торр) удалось получить свободно парящий плазменный шнур с электронной температурой $\sim 10^6$ К. В этих экспериментах было показано, что длина разряда равняется примерно половине длины волны. Это очень важный результат, который более подробно будет рассмотрен ниже.

Параллельно достаточно интенсивно проводились работы и по инерционному термоядерному синтезу. Оказывается, трудности, связанные с неустойчивостями, присущи только квазистационарным установкам с магнитным удержанием плазмы. Если нагревать плазму за очень короткие времена ($\sim$ десятка наносекунд), то плазма не успеет разлететься из зоны реакции и, естественно, в этом случае неустойчивости не будут играть никакой роли. Однако для выполнения критерия Лоусона необходимо иметь плазму с очень высокой плотностью ($\sim 10^{22}$ см $^{-3}$). Практически для этих целей используют небольшие твёрдые крупинки из D–T-смеси. Главная проблема при этом заключается в источнике энергии, который бы позволил за такое короткое время нагреть такие шарики до термоядерных температур.

Различными лабораториями предлагается использовать для симметричного обжатия таких мишеней мощные лазеры или высокоэнергетичные электронные или ионные пучки наносекундной длительности. Однако и на этом пути реализации термоядерного синтеза возникают большие проблемы, связанные с созданием строго профилированных импульсов, с частой подачей шариков в камеру сгорания и строгой синхронизацией работы всех узлов таких установок.

Таким образом, несмотря на огромную работу, проведённую во многих лабораториях мира, проблема управляемого термоядерного синтеза не решена до сих пор, и поэтому любые новые идеи реализации УТС в настоящее время также актуальны как и 50 лет назад. Нам представляется, что идея использования для этих целей СВЧ-разрядов в плотных газах и последующего сжатия образующегося разряда может представлять большой интерес.

Следует отметить, что Z-пинч достаточно подробно рассматривался в 50-е и 60-е годы прошлого столетия (рис. П.8). Кратковременный импульс тока, пропускаемый через разреженный дейтерий, одновременно выполняет функции термоизоляции и нагрева образующейся плазмы. В результате сжатия плазменного шнура плазма оказывается отделённой от стенок сосуда и будет нагреваться за счёт сил сжатия и за счёт джоулева тепла.

Проведённые в [16] расчёты показали, что температура внут-

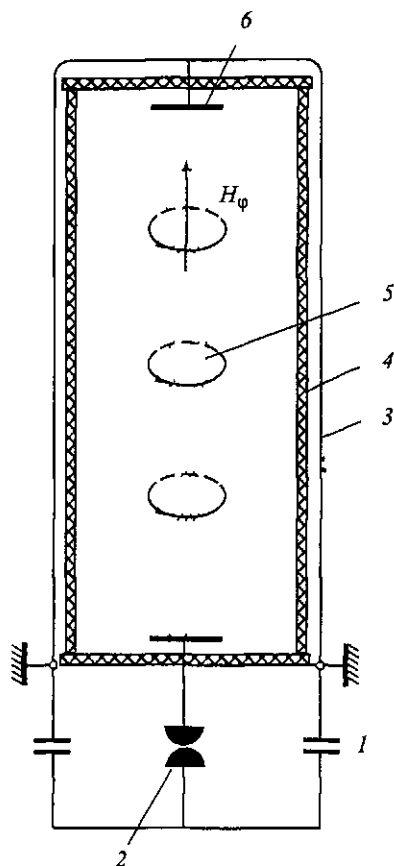


Рис. П.8. Установка для получения Z-пинча:

1 – конденсаторная батарея, 2 – разрядник, 3 – коаксиальный фидер, 4 – разрядная камера, 5 – плазменный шнур, 6 – электрод

ри плазменного шнура и его радиус могут быть определены из выражений

$$T = \frac{1,56 \cdot 10^9 I^2}{N_{\perp}} (\text{эВ}), \quad (\text{П.26})$$

$$R = 1,7 \cdot 10^{-14} \frac{N_{\perp}^{3/4}}{E^{1/2}} (\text{см}),$$

где E – напряжённость электрического поля, вызывающего разряд, в В/см, I – разрядный ток в

А, а $N_{\perp} = \int_0^R n(r) 2\pi r dr$ – полное

число частиц в плазменном шнуре на 1 см длины шнура.

Отсюда, например, следует, что при силе тока в 10^6 А в газе при начальном давлении $p =$

$= 0,1$ Торр в сосуде диаметром 20 см можно нагреть плазму до температуры $T \sim 1 \text{ кэВ} = 10^7$ К. Это означает, что в принципе в Z-пинчах можно нагреть плазму до термоядерных температур, увеличивая энергонапряжённость системы.

К сожалению, в действительности ситуация выглядит не столь оптимистично. На самом деле после пробоя газового столба приложенным высоким напряжением быстро нарастающий ток сосредоточивается из-за скин-эффекта в тонком поверхностном слое, а внутренняя часть плазменного столба остается почти неионизованной и, значит, не нагревается. Кроме того, шнур будет неустойчив. В результате развития неустойчивостей шнур будет касаться стенок камеры, охлаждая и загрязняя плазму. Как известно, это очень серьёзная проблема, поскольку даже малая добавка примесей с большим атомным номером приводит к резкому увеличению интенсивности излучения и к возрастанию потерь на излучение выше допустимого уровня, т.е. к прекраще-

нию реакции термоядерного синтеза. Кроме того, для достижения условий, необходимых для получения термоядерных реакций с положительным энергетическим выходом, в таких установках требуется сосредоточить в импульсном разряде огромную энергию порядка 10^4 МДж. Такая величина пока является недостижимой для современной техники, и поэтому попытки получить термоядерный синтез в установках с Z-пинчем были прекращены.

Существенно лучшая ситуация будет при использовании Z-пинчей, образованных в результате СВЧ-разрядов в плотной плазме.

СВЧ-разряд в газах высокого давления – сравнительно новое научное направление, которое будет иметь много важных приложений.

Для получения СВЧ-разрядов в газе высокого давления требуется высокая напряжённость электромагнитного поля. Например, при нормальном давлении воздуха пробой возможен, если плотность мощности микроволнового излучения равна 1 МВт/см^2 . Микроволновое поле большей амплитуды может быть достигнуто в фокусе СВЧ-пучка. Но даже в случае, когда система имеет короткий фокус, площадь поперечного разреза фокуса равна приблизительно квадрату длины волны и необходимая мощность для длины волны 10 см равна 100 МВт при длительности импульса более нескольких микросекунд. Обеспечить такую большую мощность в течение нескольких микросекунд достаточно сложно, но всё же необходимый уровень мощности для пробоя газа при высоком давлении возможно достичь в высокочастотных резонаторах.

Блок-схема установки, описанной в [191], изображена на рис. П.9. СВЧ-мощность от магнетронного генератора 1 через циркулятор 2 и фокусирующую линзу 3 возбуждает открытый резонатор 4, состоящий из двух сферических медных зеркал диаметром 55 см, расположенных на расстоянии 35 см друг от друга.

Установка с открытым резонатором позволяет получить СВЧ-разряд при давлении до десятков атмосфер без искусственного инициирования – например, посредством металлических тонких предметов, помещённых в область разряда. Резонатор позволяет создавать разряд в воздухе и других газах с давлениями, превышающими несколько атмосфер [42].

Разряд в резонаторе в силу особенностей возбуждаемого поля представляет единственный тонкий стример в центре резонатора. Вся запасённая энергия поглощается именно этим резонансным стримером. Длина стримера близка к половине длины

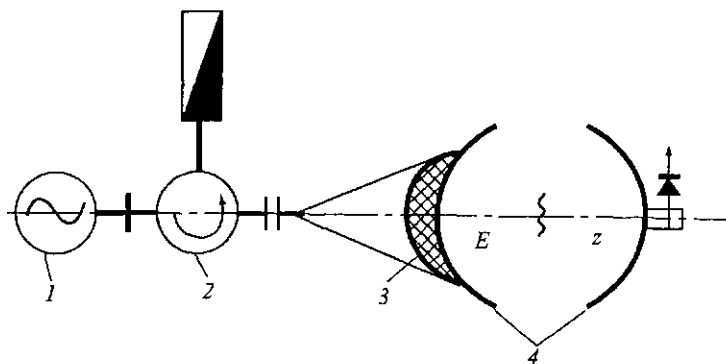


Рис. П.9. Блок-схема установки для нагрева плазмы в СВЧ-пинчах

волны, что приводит к резонансному поглощению практически всей СВЧ-энергии, накопленной в открытом резонаторе. Индуцированный ток нагревает стримерную плазму до высокой температуры, поскольку диаметр очень мал. Температура плазмы и пробивное электрическое поле пропорциональны газовому давлению. Пинч-эффект в центральной части резонансного стримера может вызывать сильное локальное поглощение энергии, что приводит к появлению сильно нагретого ядра.

Оценим температуру, до которой можно нагреть плазму в СВЧ-пинче. Пренебрегая в первом приближении влиянием излучения, можно показать, что между СВЧ-энергией W , вводимой в резонатор, и температурой плазмы существует соотношение

$$W = P\tau = 3Nk_B T, \quad (\text{П.27})$$

где N – число атомов, поглощающих эту энергию, а τ – длительность импульса СВЧ-генератора. Добротность открытого резонатора должна быть такой, чтобы время установления колебаний в резонаторе равнялось длительности импульса, т.е.

$$\tau = \frac{2Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi f}. \quad (\text{П.28})$$

Это означает, что если длительность импульса $\tau = 50$ мкс, то добротность должна быть равна $Q = 5 \cdot 10^5$. Это вполне достижимая величина для открытых резонаторов. Из формулы (П.27) следует, что если выберем СВЧ-генератор с мощностью $P = 100$ МВт и длительностью $\tau = 50$ мкс, то этой энергии хватит, чтобы нагреть до температуры $T = 2 \cdot 10^7$ К Z-пинч, содержащий $6,25 \cdot 10^{18}$ атомов, при условии, что вся запасенная в резонаторе СВЧ-энергия будет выделяться в тонком полуволновой длины разряде благодаря резонансным свойствам такой антенны.

Если использовать D–T смесь при давлении $p \approx 40$ атм, то объём этой области будет равен

$$V = \frac{N}{n} = \frac{6,25 \cdot 10^{18}}{2 \cdot 10^{21}} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3. \quad (\text{П.29})$$

Такое число атомов будет содержаться в Z-пинче длиной $L = 5$ см ($L = \lambda/2$) и диаметром $D \approx 0,2$ мм.

Проведённые опыты показали [191], что образующийся разряд имеет примерно такие поперечные размеры.

Если вся СВЧ-энергия, накопленная в резонаторе, будет поглощаться СВЧ-разрядом как полуволновой антенной, то длительность разряда будет определяться временем движения СВЧ-энергии из периферийных областей к центру и равно

$$\tau \sim \frac{L}{v_{\text{гр}}} \sim 3 \text{ нс}. \quad (\text{П.30})$$

Итак, проведённые оценки показывают, что высокая температура вплоть до термоядерной может быть достигнута в резонансном стримере, если давление равно десяткам атмосфер. Такая плазма может быть источником быстрых нейтронов с потоками $\sim 10^{17} \div 10^{19}$ нейтрон/импульс. При частоте повторения СВЧ-генератора $f_n = 10^3$ Гц число нейтронов будет таким же, какое планируется получить в Токамаках и установках с инерционным удержанием плазмы.

Такие мощные источники быстрых нейтронов могут быть использованы либо самостоятельно, либо для подсветки в подкритических безопасных ядерных реакторах или в перспективе для разработки инерционных ядерных реакторов с газовыми D–T мишенями. Последнее особенно перспективно, поскольку трудности, связанные с реализацией идей управляемого термоядерного синтеза, не решены до сих пор, несмотря на более чем 50-летнюю историю развития этого направления. Эта идея гармонично сочетает эффективный нагрев плазмы, её изоляцию от стенок и возможность работы с большой частотой повторения.

Таким образом, проведённые исследования показали, что мощные импульсные СВЧ-генераторы, примерно такой же средней мощности, как мощность гиротронов, используемых для нагрева плазмы в Токамаках, позволяют нагреть плазму до термоядерных температур и удержать её от контактов с поверхностью камеры в установках с инерционным удержанием плазмы без использования мощных магнитных систем. В отличие от обычных установок с инерционным удержанием здесь не возникает проблемы сверхточной синхронизации между временем

подачи в камеру твердой D–Т-мишени и введением в неё в течение нескольких наносекунд огромной энергии, необходимой для обжарки и нагрева мишени, поскольку в рассматриваемом случае СВЧ-разряд происходит в газовой D–Т-смеси.

Решения задач

№ 1 (с. 43)

$$\text{Линейная плотность потока конвективного теплоотвода } \frac{q}{l} = \\ = \frac{2\pi\lambda_{\tau l}(T_l - T_v)}{\ln \frac{r_l}{r_0} + \frac{\lambda_{\tau l}}{\alpha_{\tau} r_l}}.$$

Найдём максимум q/l от r_l :

$$\frac{\partial q(l)}{\partial r_l} \approx \left(\frac{r_0}{r_l} \cdot \frac{1}{r_0} - \frac{\lambda_{\tau l}}{\alpha_{\tau}} \frac{1}{r_l^2} \right) = 0.$$

Отсюда

$$\frac{1}{r_l} = \frac{\lambda_{\tau l}}{\alpha_{\tau}} \frac{1}{r_l^2}, \quad \frac{\alpha_{\tau} r_l}{\lambda_{\tau l}} = \text{Bi (число Био)} = 1,$$

$$r_l = \frac{\lambda_{\tau l}}{\alpha_{\tau}} = \frac{0,2}{15} = 0,013 \text{ м} = 1,3 \text{ см}.$$

Толщина изоляции $t_{\text{изол}} = r_l - r_0 = 3 \text{ мм}$. Затухание $\beta = 3 \text{ дБ/см}$ соответствует потерям 1/2 мощности, которая отводится конвекцией. Тогда

$$\frac{q}{l} = \frac{0,5 \cdot 10^5}{10^3} = 50 \text{ Вт/м};$$

$$T_l = T_v + \frac{q}{l} \left(\ln \frac{r_l}{r_0} + \frac{1}{\text{Bi}} \right) \frac{1}{2\pi\lambda_{\tau l}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C} + 50 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}} \right] \cdot \left(\ln \frac{1,3}{1} + 1 \right) \times$$

$$\times \frac{1}{2\pi \cdot 0,2 [\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})]} = 70,2 \text{ }^{\circ}\text{C} = T_{\text{изол}};$$

О т в е т: $t_{\text{изол}} = 3 \text{ мм}$, $T_{\text{изол}} = 70,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

№ 2 (с. 44)

Определяем размеры образца:

$$m = \rho V \Rightarrow V = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{m}{\rho} \Rightarrow S = 4\pi r^2 = \left(\frac{12\pi m}{\rho} \right)^{2/3} = \\ = \left(\frac{12\pi \times 8 [\text{кг}]}{1450 [\text{кг}/\text{м}^3]} \right)^{2/3} = 0,35 \text{ м}^2.$$

Размещение диэлектрических материалов с достаточно большим тангенсом диэлектрических потерь внутри объёмных резонаторов позволяет использовать практически всю P_0 для нагревания образца.

Для образца высокотемпературный нагрев будет ограничиваться потерями его на излучение с учетом коэффициента серости образца

$\epsilon_{\text{обр}}: P_0 = \epsilon_{\text{обр}} \sigma S T_{\text{пр}}^4$. Отсюда

$$T_{\text{пр}} = \sqrt[4]{\frac{P_0}{\epsilon_{\text{обр}} \sigma S}} =$$

$$= \sqrt[4]{\frac{50000 [\text{Вт}]}{0,98 \times 5,67 \cdot 10^{-8} [\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}^4)] \times 0,35 [\text{м}^2]}} = 1270 \text{ К.}$$

О т в е т: $T_{\text{пр}} = 1270 \text{ К.}$

№ 3 (с. 44)

Максимальная температура провода достигается в начале линии, где потери мощности максимальны. Так как $A = 10 \lg (P_1 / P_2)$, то линейные потери мощности

$$\Delta P = P_1 (1 - 10^{-AL/10}) / L,$$

где $L = 1 \text{ м.}$ Тогда

$$\Delta P_{\text{max}} = 10^5 [\text{Вт}] \times (1 - 10^{-3 \cdot 10^{-3} / 10}) / 1 [\text{М}] = 69,1 \text{ Вт/м.}$$

Уравнение конвективной теплопередачи при обдуве цилиндра перпендикулярно к оси имеет вид $Nu = C Re^n Pr^{1/3}$, где физические характеристики теплоносителя берутся при температуре $T_f = (T_s + T_R) / 2$.

Полагая в первом приближении $T_s = T_R$, находим для воздуха из справочной таблицы при $T_f = 25^\circ \text{C}$: $\nu_\tau = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\lambda_\tau = 0,026 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$, $Pr = 0,71$. Тогда число Рейнольдса

$$Re = \frac{v_\tau D}{\nu_\tau} = \frac{8 [\text{м}/\text{с}] \times 2 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-5} [\text{м}^2 / \text{с}]} = 10^4,$$

и для него из справочной таблицы находим $C = 0,193$, $n = 0,618$. Тогда из уравнений конвективной теплопередачи

$$Nu = \frac{\alpha_\tau D}{\lambda_\tau} = 0,193 \cdot (10^4)^{0,618} \times 0,71^{1/3} = 51.$$

Коэффициент теплопередачи

$$\alpha_\tau = 51 \times 0,026 / (2 \cdot 10^{-2}) = 66,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Закон конвективного теплообмена – $\Delta P = q/L = \alpha_\tau \pi D (T_s - T_R)$, откуда

$$(T_s - T_R) = \Delta P / (\alpha_\tau \pi D) =$$

$$= 69,1 [\text{Вт}/\text{м}] / 66,3 \pi \times 2 \cdot 10^{-2} [\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})] = 12^\circ \text{C}.$$

Тогда $T_s = T_n + 12^\circ\text{C} = 37^\circ\text{C}$. Уточнённая $T_f = 31^\circ\text{C}$. Поправка на решение не требуется, так как λ_T , ν_T , R_T меняются незначительно.

О т в е т: $T_{\max} = 37^\circ\text{C}$.

№ 4 (с. 84)

Применим закон отражения плоской волны при падении её на границу раздела с более прозрачной средой ($\epsilon_2 > \epsilon_1$). Если $\theta \geq \theta_{\text{пред}}$, то падающая волна полностью отражается, далее в волновод не проходит и КСВ $\rho > 10$:

$$\theta_{\text{пред}} = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} = 0,785 \text{ рад} = 45^\circ,$$

$$\varphi = 90^\circ - \theta, \quad \varphi \geq 90^\circ - \theta_{\text{пред}} \geq 90^\circ - 45^\circ = 45^\circ.$$

О т в е т: $\varphi = 45^\circ$.

;

№ 5 (с. 84)

Если оболочка и центральный проводник кабеля изготовлены из одинакового материала, то при $T = 20^\circ\text{C}$

$$\alpha_1 = \frac{R_s}{4\pi Z_k} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right).$$

При переводе центрального проводника в сверхпроводящее состояние $R_{sb} \rightarrow 0$ и $\alpha_2 = \frac{R_{sa}}{4\pi Z_k a}$. Тогда отношение коэффициентов затухания

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 1 + \frac{a}{b} \cdot \frac{R_{sb}}{R_{sa}} = 1 + \frac{a}{b},$$

так как $Z_k = \frac{Z_0}{2\pi} \ln \frac{a}{b}$ не зависит от удельного поверхностного сопротивления. Если наружный и внутренний проводники кабеля выполнены из одинакового материала, то $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 1 + \frac{a}{b} = 1 + 4 = 5$ или $\alpha_2 = \frac{\alpha_1}{5}$,

т.е. снижение коэффициента затухания значительное (в 5 раз).

О т в е т: Коэффициент затухания уменьшится в 5 раз.

Д о п о л н и т е л ь н ы й в о п р о с. Имеет ли смысл реализация коаксиального кабеля только со сверхпроводящей наружной оболочкой?

$$\text{О т в е т: } \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 1 + \frac{a}{b} = 1 + \frac{1}{4} = 1,25 \text{ или } \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 0,8, \text{ т.е. затухание}$$

уменьшится на 20% и реализация такого кабеля нецелесообразна.

№ 6 (с. 84)

На расстоянии x волна терпит одно отражение с коэффициентом отражения $R_{\perp} = 1 - 4\xi' \cos \theta_0$. С другой стороны, по определению коэф-

коэффициента затухания, $P_1/P_0 = e^{-2\alpha x}$, где P_0 и P_1 — потоки мощности на концах отрезка оси x . Выразая P_0 и P_1 через коэффициент отражения $P_1/P_0 = R_{\perp}$, получаем $R_{\perp} = e^{-2\alpha x}$, откуда $\alpha = -\frac{1}{2x} \ln R_{\perp}$. Как видно из чертежа, $x = 2h \cdot \operatorname{tg} \theta_0$, и тогда

$$\alpha = -\frac{1}{4h \cdot \operatorname{tg} \theta_0} \ln(1 - 4\xi' \cos \theta_0).$$

Для меди

$$\xi' = \frac{\sqrt{\mu \mu_0 \pi f / \sigma}}{Z_0} = \frac{\sqrt{1,256 \cdot 10^{-6} \pi \times 3 \cdot 10^9 / (5,8 \cdot 10^7)}}{377} = 0,38 \cdot 10^{-4}$$

и

$$R_{\perp} = 1 - 4 \cdot 0,38 \cdot 10^{-4} \cos(15^\circ) = 0,999853.$$

Тогда

$$\alpha = -\frac{1}{0,2 \text{ [м]}, \operatorname{tg}(15^\circ)} \ln(0,999853) = 0,274 \cdot 10^{-2} \text{ л/м} = 2,74 \text{ л/км} = 23,8 \text{ дБ/км}.$$

$$\text{О т в е т: } \alpha = 2,74 \text{ л/км} = 23,8 \text{ дБ/км}.$$

№ 7 (с. 86)

При нормальном падении плоской волны на границу раздела двух сред коэффициент отражения

$$R = \left| E_{\text{отр}} \right|^2 / \left| E_{\text{пад}} \right|^2 = P_{\text{отр}} / P_0 = \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1}}{1 + \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1}} \right|^2.$$

Пластика имеет две границы со свободным пространством, на которых плоская волна будет последовательно многократно отражаться, что показано на рисунке. Мощность прошедшей волны

$$P_{\text{пр}} = P_0 \cdot (1 - R)^2 + P_0 \cdot R^2(1 - R)^2 + P_0 \cdot R^4(1 - R)^2 + \\ + P_0 \cdot R^6(1 - R)^2 + \dots = P_0(1 - R)^2(1 + R^2 + R^4 + \dots) = P_0(1 - R)^2 \sum_{n=0}^{\infty} R^{2n}.$$

$$\text{Коэффициент отражения } R = \left| \frac{1 - \sqrt{3,8}}{1 + \sqrt{3,8}} \right|^2 = 0,1036 < 1. \text{ Известно,}$$

что сумма ряда $\sum_{n=0}^{\infty} R^{2n} = \frac{1}{1 - R^2}$. Следовательно,

$$\frac{P_{\text{пр}}}{P_0} = \frac{(1 - R)^2}{1 - R^2} = \frac{1 - R}{1 + R} = \frac{1 - 0,1036}{1 + 0,1036} = 0,812.$$

Примечание. Потерями мощности при движении волны в пластинке можно пренебречь. В самом деле, при однократном прохождении пластины потери

$$A = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} = 10 \lg e^{kt \lg \delta} = 10 kt \lg \delta \lg e = \\ = 10 \frac{2\pi \cdot 1 [\text{см}] \cdot 10^{-4} \cdot 0,4343}{10 [\text{см}]} = 2,73 \cdot 10^{-4} \text{ дБ},$$

что пренебрежимо мало.

О т в е т: $\frac{P_{\text{пр}}}{P_0} = 0,812$.

№ 8 (с. 86)

По закону Синеллиуса

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}} \text{ или } \sin \theta_1 = \sin \theta_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}}.$$

Отсюда

$$\theta_1 = \arcsin \left[\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}} \cdot \sin \theta_0 \right] = \arcsin \left[\sqrt{\frac{1}{1,02}} \cdot 0,78554 \right] = \\ = \arcsin 0,770024 = 0,77574 \text{ рад} = 44,446^\circ = 44^\circ 26' 46''.$$

О т в е т: $\theta_1 = 44^\circ 26' 46''$.

№ 9 (с. 131)

Нагрузкой открытого конца волновода служит свободное пространство с волновым сопротивлением $Z_0 = 377 \text{ Ом}$.

Коэффициент отражения $\Gamma = \frac{Z_n - Z_0}{Z_n + Z_0}$. Эквивалентное сопротивление прямоугольного волновода на волне H_{10} :

$$Z_n = \frac{b}{a} \cdot \frac{Z_0}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2}}$$

или

$$\frac{Z_n}{Z_0} = \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} = \frac{34}{72} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (100/144)^2}} = 0,656,$$

$$\Gamma = \frac{1 - Z_n/Z_0}{1 + Z_n/Z_0} = \frac{1 - 0,656}{1 + 0,656} = 0,208,$$

$$P_{\text{изл}} = P_0(1 - \Gamma^2) = 0,95 P_0 = 47,5 \text{ кВт},$$

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_0} = \frac{47,5}{50} = 0,95.$$

О т в е т: кпд = 95%.

№ 10 (с. 131)

Нагревание воды источником поглощаемой мощности определяется соотношением $\Delta T = T_{\text{консчн}} - T_0 = \frac{P}{\dot{m} c_p}$, где $\dot{m}$ – поток воды,

кг/с. В свою очередь $\dot{m} = \rho_{\text{ж}} v S = \frac{\pi d^2}{4} \rho_{\text{ж}} v$, где $\rho_{\text{ж}}$ – плотность воды, v – скорость её прокачки через поперечное сечение канала S . Поглощаемая водой мощность $P = P_0(1 - \Gamma^2)$, а коэффициент отражения Γ связан с КСВ ρ как $\Gamma = \frac{\rho - 1}{\rho + 1}$. Объединяя приведённые соотношения,

имеем

$$\begin{aligned} \Delta T &= \frac{16 P_0 \rho}{\pi d^2 c_p \rho_{\text{ж}} v (1 + \rho)^2} = \\ &= \frac{16 \times 5 \cdot 10^3 [\text{Вт}] \times 1,5}{\pi \times 25 \cdot 10^{-6} [\text{м}^2] \times 4,18 \cdot 10^3 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right] \times 10^3 \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right] \times 1 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \times 6,25} = \\ &= 58,5 \text{ } ^\circ\text{C}, \end{aligned}$$

$$T_{\text{вых}} = \Delta T + T_0 = 58,5 + 20 = 78,5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

$$\text{О т в е т: } T_{\text{вых}} = 78,5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

№ 11 (с. 132)

Тепло идёт на нагревание воды до $100 \text{ } ^\circ\text{C}$ и её испарение. $Q = P \eta t = c_p \rho_p V_p \Delta T + r \Delta m_p$, где Δm_p – уменьшение массы раствора за счёт испарения воды. Обозначим массу раствора с $\rho_c = 25\%$, через m'_p .

$$\text{Тогда } \frac{m'_p}{m_p} = \frac{15}{25} = 0,6, \text{ откуда}$$

$$\Delta m_p = m - m'_p = 0,4 m_p = 0,4 \cdot 1,2 \left[\frac{\text{кг}}{\text{л}} \right] \times 0,2 [\text{л}] = 0,096 \text{ кг}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} t &= \frac{c_p \rho_p V_p \Delta T + r \Delta m_p}{P \cdot \eta} = \\ &= \frac{4 \cdot 10^3 \times 1,2 \times 0,2 \times 80 + 2,26 \cdot 10^6 \times 0,096}{480} \text{ с} = 612 \text{ с} = 10 \text{ мин } 12 \text{ с}. \end{aligned}$$

$$\text{О т в е т: } t = 10 \text{ минут } 12 \text{ секунд}.$$

Поток тепловых потерь q через стенки камеры составляет

$$\begin{cases} q = Q/S = \alpha_T(T_n - T_\infty) \\ q = Q/S = \alpha_{T1}(T_B - T_{Bn}) \\ q = Q/S = \lambda_T(T_{Bn} - T_n)/l \end{cases},$$

где T_n – температура наружных стенок камеры, T_{Bn} – их внутренняя температура, λ_{T1} – коэффициент конвективного теплообмена внутри камеры. Так как $\lambda_T/l \gg \alpha_T, \alpha_{T1}$, то $T_{Bn} - T_n \rightarrow 0$ и можно принять $T_{Bn} = T_n = T$. Тогда, приравнявая конвективные тепловые потоки, получим $T = (\alpha_{T1}T_B + \alpha_T T_\infty)/(\alpha_T + \alpha_{T1})$. В этой формуле неизвестен только α_{T1} , который надо определить. Число Рейнольдса обдувающего

стенки камеры воздуха $Re = \frac{v D_r}{\nu_T}$, где $D_r = \frac{4S}{\Pi} = \frac{4(a^2 - a^2/4)}{4a + \pi DN}$ – гидравлический диаметр. Число брёвен в камере $N = a^2/\pi D^2 = 8$ и $D_r = \frac{4(4-1)}{8 + \pi \cdot 0,4} = 0,665$ м. Тогда $Re = \frac{10 \text{ [м/с]} \times 0,665 \text{ [м]}}{2,08 \cdot 10^{-5} \text{ [м}^2 \text{/с]}} = 3,2 \cdot 10^5$.

Так как $Re > R_{кр} = 10^5$ для воздуха, то режим воздушного потока турбулентный и справедлива расчётная формула

$$Nu = \frac{\alpha_{T1} D_r}{\lambda_T} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{1/3}.$$

С учётом значений Re и Pr получим $Nu = 0,023 \times (3,2 \cdot 10^5)^{0,8} \times 0,71^{1/3} = 520$.

Тогда $\alpha_{T1} = 520 \times 0,029/0,665 = 22,7 \text{ Вт/(м}^2 \times ^\circ\text{C)}$. Теперь определим температуру стенки $T = (22,7 \times 80 + 10 \times 20)/(22,7 + 10) = 61,7 ^\circ\text{C}$. Тепловой поток потерь мощности определим по верхнему соотношению системы $q = \alpha_T(T_n - T_\infty) = 10 \times (61,7 - 20) = 417 \text{ Вт/м}^2$. Площадь потерь энергии $S = 3a \times l = 3 \times 2 \times 8 = 48 \text{ м}^2$ и полные потери $Q = qS = 417 \times 48 = 20,0 \text{ кВт}$. Оценим разность температур стенок камеры по закону Фурье: $\Delta T_{ст} = T_{Bn} - T_n = (417 \times 2 \cdot 10^{-3})/54 = 0,015 ^\circ\text{C}$.

Принятое приближение $\Delta T_{ст} = T_{Bn} - T_n = (qt)/\lambda_T$ справедливо с высокой точностью.

О т в е т: $Q = 20 \text{ кВт}$, $T_{ст} = 62 ^\circ\text{C}$.

Предельно допустимая толщина зерна – не более толщины скин-слоя, где напряжённость электрического поля уменьшается в e раз, а поток мощности в $e^2 = 7,4$ раза.

При $\lambda = \frac{c}{f} = 32,78$ см толщина скин-слоя

$$\delta = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta} = \frac{\lambda \sqrt{\epsilon_1}}{\pi \epsilon_2} = \frac{32,78 \sqrt{2,8}}{\pi \times 0,18} = 97 \text{ см}$$

и толщина слоя зерна $t_{\text{зерна}} \leq 97$ см.

О т в е т: $t_{\text{зерна}} \leq 97$ см.

№ 14 (с. 205)

Длина свободного пробега электрона в газе $\bar{\lambda} = \frac{\sqrt{2} k_B T}{\pi p \sigma^2}$, где $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $\sigma = 3,66 \cdot 10^{-10}$ м – диаметр молекулы аргона. Тогда

$$\bar{\lambda} = \frac{\sqrt{2} \times 1,38 \cdot 10^{-23} [\text{Дж/К}] \times 293 [\text{К}]}{\pi \times 140 [\text{Па}] \times 13,4 \cdot 10^{-20} [\text{м}^2]} = 0,97 \cdot 10^{-4} \text{ м} \approx 0,1 \text{ мм.}$$

Движение электрона под действием переменного поля подчиняется закону Ньютона:

$$F = eE = m \frac{dv}{dt}, \text{ откуда } dv = \frac{e}{m} E_0 \sin(\omega t) dt.$$

В конце полупериода колебаний $v = \frac{e}{m} E_0 \int \sin \omega t dt = 2 \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{\omega}$, энергия электрона $e\phi = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \times 4 \left(\frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{\omega} \right)^2$.

Из этого получается выражение для E_0 :

$$E_0 \geq \sqrt{\frac{\phi}{2 \frac{e}{m}}} \cdot \omega. \quad (*)$$

С другой стороны, надо, чтобы за полпериода колебаний поля $t/2$ электрон переместился не более чем на длину свободного пробега, иначе он не наберёт энергию ионизации аргона. Средняя скорость электрона за полупериод $\bar{v} = \frac{v}{2} = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{\omega}$ и $\frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \leq \frac{t}{2} = \frac{1}{2f} = \frac{\pi}{\omega}$. Из последнего, подставляя $\bar{v}$, находим

$$E_0 \geq \frac{\lambda \cdot \omega^2}{\pi \frac{e}{m}}. \quad (**)$$

E_0 должно удовлетворить и (*), и (**).

Для расчётов: $\omega = 2\pi f = 1,88 \cdot 10^{10}$ 1/с, $\omega^2 = 3,55 \cdot 10^{20}$ 1/с, $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг.

$$\text{По (*) } E_0 \geq \sqrt{\frac{15,7 [\text{В}]}{2 \times 1,76 \cdot 10^{11} [\text{Кл/кг}]}} \times 1,88 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{с}} = 1,26 \text{ кВ/см.}$$

$$\text{По (**)} E_0 \geq \frac{10^{-4} [\text{М}] \times 3,55 \cdot 10^{20} [1/\text{с}^2]}{\pi \times 1,76 \cdot 10^{11} [\text{Кл/кг}]} = 0,64 \text{ кВ/см.}$$

Следует принять $E_0 > 1,26$ кВ/см.

О т в е т: $E_0 > 1,26$ кВ/см.

№ 15 (с. 247)

Параметр напряжённости электрического поля цилиндрического резонатора с колебаниями типа H_{011} есть

$$\xi_\varphi = \frac{E_\varphi}{\sqrt{PQ}} = \sqrt{\frac{2\lambda_0 Z_0}{L}} \times \frac{J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right) \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right)}{\pi R J_0(\mu_{01})},$$

где $\mu_{01} = 3,832$.

При $z = L/2$ и $\lambda_0/L = 1$ формула переходит в

$$\frac{E_\varphi}{\sqrt{PQ_0}} = 21,7 [\text{Ом}^{1/2}] \times \frac{J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)}{R}.$$

Радиус резонатора находится по формуле резонансной частоты

$$\lambda_0 = 2 \left[\left(\frac{\mu_{01}}{\pi R} \right)^2 + \left(\frac{q}{L} \right)^2 \right]^{-1/2}, \text{ которая при } q = 1 \text{ даёт}$$

$$R = \frac{\mu_{01}}{\pi \sqrt{\frac{4}{\lambda_0^2} - \frac{1}{L^2}}} = \frac{\mu_{01} \lambda_0 / \pi}{\sqrt{4 - 1}} = \frac{3,823 \times 0,1224 [\text{М}]}{\pi \sqrt{3}} = 8,62 \text{ см.}$$

Тогда из ξ_φ получим $E_\varphi = E_{\text{зая}} = 21,7 \times \sqrt{PQ_0} \frac{J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)}{R}$ или

$$J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r_a\right) = \frac{1000 [\text{В/см}] \times 8,62 [\text{см}]}{21,7 \times \sqrt{600 [\text{Вт}] \times 8 \cdot 10^3}} = 0,181.$$

По таблицам бесселевых функций находим аргумент $\frac{\mu_{01}}{R} r_a =$

$$= 0,37, \quad \text{откуда} \quad r_a \geq \frac{0,37R}{\mu_{01}} = \frac{0,37 \times 8,62 [\text{см}]}{3,832} = 0,83 \text{ см} = 8,3 \text{ мм}.$$

Диаметр $2r_a \geq 16,6 \text{ мм}$.

О т в е т: $2r_a \geq 16,6 \text{ мм}$.

№ 16 (с. 247)

Солнце излучает как абсолютно чёрное тело, функция светимости которого даётся формулой Планка

$$r_{\lambda, T} = f(\lambda, T) = 2\pi h c^2 \times \frac{\lambda^{-5}}{e^{hc/(k_B T \lambda)} - 1},$$

где c – скорость света, h – постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана. Если $\lambda T \ll (hc)/k_B$, то формула Планка записывается в виде

$$r_{\lambda, T} \approx C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/(\lambda T)},$$

где $C_1 = 2\pi h c^2 = 3,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^2$, а $C_2 = hc/k_B = 1,433 \text{ см} \cdot \text{град}$. Светимость Солнца в видимом свете

$$R_B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/(\lambda T)} d\lambda.$$

Для вычисления этого интеграла делается замена переменной $x = -\frac{C_2}{T\lambda}$ или $\lambda = -\frac{C_2}{Tx}$. Тогда

$$R_B = -C_1 (T/C_2)^4 \int_{x_1}^{x_2} x^3 e^x dx = C_1 \left(\frac{T}{C_2} \right)^4 \left[e^x (x^3 - 3x^2 + 6x - 6) \right]_{x_1}^{x_2},$$

где $x_1 = -5,31$, $x_2 = -3,41$. Подставляя численные значения, имеем

$$R_B = 3,7 \cdot 10^{-12} [\text{Вт} \cdot \text{см}^2] \times \left(\frac{6 \cdot 10^3 [\text{К}]}{1,433 [\text{см} \cdot \text{К}]} \right)^4 [-1,345 + 3,337] =$$

$$= 2265 \text{ Вт/см}^2.$$

Полный поток излучения Солнца есть

$$R_n = \sigma T^4 = 5,67 \cdot 10^{-12} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4} \right] \times (6 \cdot 10^3 \text{ град})^4 = 7400 \text{ Вт/см}^2.$$

Доля видимого света составляет $R_B/P_n = 2265/7400 = 0,306 \approx 30\%$.

О т в е т: поток видимого солнечного излучения составляет 30% от полного потока.

№ 17 (с. 288)

$$\Delta k = m\Delta v = \frac{q}{v_{\text{гp}}} (1 + \Gamma) \tau S. \text{ Коэффициент отражения } \Gamma = 1.$$

$$v_{\text{гp}} = c\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} = c\sqrt{1 - \left(\frac{100}{144}\right)^2} = 0,72c = 2,16 \cdot 10^8 \text{ м/с},$$

$$m = S\tau\rho = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ г},$$

$$\begin{aligned} \Delta v &= \frac{q}{mv_{\text{гp}}} (1 + \Gamma) \tau S = \frac{10^7 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right] \times 2 \times 6 \cdot 10^{-8} [\text{с}]}{2,7 \cdot 10^{-6} [\text{кг}] \times 2,16 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right]} \times 1 [\text{см}^2] = \\ &= 2,06 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\text{кг} \cdot \text{м}} = 2,06 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}}{\text{кг} \cdot \text{м}} = 2,06 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}} \approx 2,1 \text{ мм/с}. \end{aligned}$$

О т в е т: $\Delta v = 2,1 \text{ мм/с}$.

№ 18 (с. 288)

$$T(x, t) = \frac{q}{2c_p \rho} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi \chi t}} e^{-\frac{x^2}{4\chi t}}.$$

Ищем максимум по t :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q}{2c_p \rho \sqrt{\pi \chi}} \left[\left(\frac{-1}{2} \right) \frac{1}{t^{3/2}} e^{-\frac{x^2}{4\chi t}} + \frac{1}{\sqrt{t}} \left(-\frac{x^2}{4\chi} \right) (-1) \cdot \frac{1}{t^2} e^{-\frac{x^2}{4\chi t}} \right] = 0.$$

$$\begin{aligned} \text{Отсюда условие максимума выполняется при } \frac{x^2}{4\chi t^{5/2}} = \\ = \frac{1}{2t^{3/2}} \text{ или при } t_{\text{опт}} = \frac{x}{4\chi}. \text{ Если принять } x = \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}} = \\ = \frac{1}{\sqrt{\pi \times 3 \cdot 10^9 \times 1,256 \cdot 10^{-6} \times 8 \cdot 10^6}} [\text{м}] = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 3,2 \text{ мкм}, \end{aligned}$$

то получаем

$$t_{\text{опт}} = \frac{(3,2 \cdot 10^{-6})^2}{4 \times 8 \cdot 10^{-6}} [\text{с}] = 320 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 320 \text{ нс}.$$

Отсюда

$$q = T(x, t) \times 2c_p \rho \sqrt{\pi \chi t} e^{-\frac{x^2}{4\chi t}} = 100 [\text{град}] \times 2 \times 611 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right] \times$$

$$\times 4,5 \cdot 10^3 \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right] \sqrt{\pi \times 8 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{м}^3}{\text{с}} \right] \times 0,32 \cdot 10^{-6} [\text{с}] \times e^{\frac{10,24 \cdot 10^{12}}{4 \times 8 \cdot 10^{-6} \times 0,32 \cdot 10^{-6}}} =$$

$$= 4 \cdot 10^3 \text{ Дж/м}^2 = 0,4 \text{ Дж/см}^2.$$

Значит,

$$P = \frac{q}{t_{\text{опт}}} = \frac{0,4 [\text{Дж/см}^2]}{0,23 \cdot 10^{-6} [\text{с}]} = 1,25 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2 = 1,25 \text{ МВт/см}^2.$$

О т в е т: $t_{\text{опт}} = 320 \text{ нс}$, $P = 1,25 \text{ МВт/см}^2$.

№ 19 (с. 326)

Диаграмма направленности параболического зеркала по мощности имеет вид

$$F^2(\theta) = [(1 + \cos \theta) \times J_1(kR \sin \theta) / (kR \sin \theta)]^2.$$

Так как диаграмма игольчатая, то $\theta \ll 1$, и тогда $\cos \theta \approx 1$, $\sin \theta \approx \theta$. Произведя замену, получаем

$$F^2(\theta) = 4[J_1(kR \sin \theta) / (kR \sin \theta)]^2 = 4[J_1(x) / x]^2,$$

где $x = kR\theta$.

Вблизи максимума диаграммы направленности, где $\theta \rightarrow 0$, $F^2(\theta) = 1$, достаточно разложить $J_1(x)$: $J_1(x) \approx \frac{x}{2} + \frac{x^3}{16}$. Тогда

$F^2(\theta) = 4\left(\frac{1}{2} - \frac{x^2}{16}\right)$. Если максимальное значение $F^2(\theta) = 1$ при x , равном нулю, определено с погрешностью 5%, то $0,95 = 4\left(\frac{1}{2} - \frac{x^2}{16}\right)$ и

$$x = \sqrt{8 - 8\sqrt{0,95}} = \pm 0,45, \text{ или } kR\theta = \frac{2\pi R\theta}{\lambda} = \pm 0,45. \text{ Отсюда}$$

$$\pm \theta = \frac{0,45\lambda}{2\pi R} = 0,45 \times 3 \cdot 10^{-2} [\text{м}] / (2\pi \times 10 [\text{м}]) = 2,15 \cdot 10^{-4} \text{ рад} = 44''.$$

О т в е т: $|\Delta\theta| \leq 44''$ дуги.

№ 20 (с. 326)

Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности $2\theta_{0,5} = \frac{m\lambda}{2a} = \frac{1,05 \times 0,1}{6} = 0,0175 \text{ рад}$. Поток мощности

$$P_a = \frac{0,5P_0}{0,25\pi(2\theta_{0,5}h)^2}, \text{ создаваемый антенной на высоте } h, \text{ должен быть}$$

не менее $\frac{P}{S} = 500 \text{ Вт/м}^2$, чтобы вертолет зависал. Это возможно, если

$$\frac{0,5P_0}{0,25\pi(2\theta_{0,5}h)^2} \geq \frac{P}{S}. \text{ Отсюда } h \leq \sqrt{\frac{2P_0S}{\pi P}} \cdot \frac{1}{2\theta_{0,5}} =$$

$$= \sqrt{\frac{2 \times 250 \cdot 10^3 [\text{Вт}] \times 1 [\text{м}^2]}{\pi \times 500 [\text{Вт}]} \cdot \frac{1}{0,0175}} = 1019 \text{ м} \approx 1 \text{ км}.$$

О т в е т: $h = 1 \text{ км}$.

№ 21 (с. 348)

Отводимая водой мощность $q = P_{\text{тепл}} = P_{\text{свч}} \frac{1-\eta}{\eta} = 16,7 \text{ кВт}$.

Определяющая температура $T_f = [T_c + (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2]/2$; полагаем $T_{\text{вх}} = T_{\text{вых}}$. Тогда $T_f = (80 + 20)/2 = 50^\circ \text{С}$. Из справочника имеем: $\lambda_{\text{т}} = 0,645 \text{ Вт/(м} \times ^\circ \text{С)}$, $\nu_{\text{т}} = 0,57 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}$, $\text{Pr} = 3,65$. Для турбулентного режима $\text{Nu}_D = 0,023 \text{ Re}_D^{0,8} \text{ Pr}^{1/3}$, где Re_D неизвестно. Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{\text{т}} = q / (S \times (T_c - \bar{T}_a)) \equiv \frac{q}{2\pi r_{\text{н}} h (T_c - T_{\text{вых}})} =$$

$$= \frac{16,8 \cdot 10^3 [\text{Вт}]}{2\pi \times 8 \cdot 10^{-2} [\text{м}] \times 8 \cdot 10^{-2} [\text{м}] \times 60 [^\circ \text{С}]} = 6,92 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^2 \times ^\circ \text{С)}.$$

$$\text{Число Нуссельта } \text{Nu}_D = \frac{\alpha_{\text{т}} D_{\text{г}}}{\lambda_{\text{т}}} = \frac{\alpha_{\text{т}}}{\lambda_{\text{т}}} \cdot \frac{2ah}{a+h} = 101.$$

Определяем

$$\text{Re}_D = \frac{\nu_{\text{т}} D_{\text{г}}}{\nu_{\text{т}}} = (\text{Nu}_D / (0,023 \text{ Pr}^{1/3}))^{1,25} =$$

$$= \left(\frac{101}{0,023 \times 3,65^{1/3}} \right)^{1,25} = 20\,800.$$

$\text{Re}_D > \text{Re}_{\text{кр}} = 2300$ и режим действительно турбулентный.

Скорость воды

$$\nu_{\text{в}} = \frac{\text{Re}_D \nu_{\text{т}}}{D_{\text{г}}} = \frac{2,08 \cdot 10^4 \times 0,57 \cdot 10^{-6} [\text{м}^2/\text{с}]}{0,942 \cdot 10^{-2} [\text{м}]} = 1,26 \text{ м/с}.$$

Расход воды $\dot{m}_{\text{в}} = S \nu_{\text{в}} \rho = ah \nu_{\text{в}} \rho = 0,5 \cdot 10^{-2} [\text{м}] \times 8 \cdot 10^{-2} [\text{м}] \times$
 $\times 10^3 [\text{кг/м}^3] \times 1,25 [\text{м/с}] = 0,504 \text{ кг/с}.$

Определим температуру воды на выходе:

$$T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}} = q / (c_p \dot{m}_v) = \frac{1,67 \cdot 10^4 [\text{кВт}]}{0,504 [\text{кг/с}] \times 4,18 \cdot 10^3 [\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})]} = 8^\circ \text{C}.$$

$T_{\text{вых}} = 28^\circ \text{C}$. Действительная определяющая температура $T_f = 52^\circ \text{C}$ и близка к принятой выше. Поэтому поправку в решение вносить не требуется. Действительная температура стенки корпуса $\bar{T}_c = 84^\circ \text{C}$.

О т в е т: $\dot{m}_v = 0,504 \text{ кг/с}$, $T_{\text{вых}} = 28^\circ \text{C}$.

№ 22 (с. 349)

Относительное входное сопротивление магнитной петли связи

$$Z_{\text{вх}} = \frac{2Q}{R_0} \left(\frac{\pi Z_0 S_{\pi} \xi_{\text{мп}}}{\lambda_0} \right)^2, \text{ где } Q - \text{собственная добротность резонатора,}$$

$S_{\pi} = a^2$ – площадь петли связи; $\xi_{\text{мп}}$ – параметр напряжённости магнитного поля резонатора на петле связи. Полная передача $P_{\text{вх}}$ в резонатор соответствует $Z_{\text{вх}} = 1$, и тогда сторона петли $a = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi Z_0 \xi_{\text{мп}}}} \sqrt{\frac{R_0}{2Q}}$.

В свою очередь,

$$Q = 0,383 K_{\kappa} \frac{\sqrt{\pi \sigma Z_0 \lambda_0}}{1 + R/L}, \quad \xi_{\text{мп}}(r=R) = 0,0428 [1/\sqrt{O_M}] / \sqrt{L\lambda}, \quad \text{а}$$

$$R = \lambda_0/2,612 = 3,828 \text{ см}.$$

Принимая для меди проводимость $\sigma = 5,8 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$ и $Z_0 = 377 \text{ Ом}$, находим $Q = 4900$, а параметр напряжённости $\xi_{\text{мп}} = 1,35 \text{ 1}/(\sqrt{\text{Ом} \cdot \text{м}})$.

Подставляя полученные данные в выражение для стороны a петли связи, получаем

$$a = \sqrt{\frac{0,1}{\pi \times 377 \times 1,35}} \sqrt{\frac{75}{2 \times 4900}} = \sqrt{5,46 \cdot 10^{-6} [\text{м}^2]} = 2,34 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 2,3 \text{ мм}.$$

О т в е т: $a = 2,3 \text{ мм}$.

№ 23 (с. 390)

Так как в современных сильноточных ускорителях напряжение на заоре равно $U \approx 1 + 2 \text{ МВ}$, то электроны в виркаторе совершают колебания с релятивистскими скоростями. Как известно, характеристики излучения релятивистских электронов в циклических

ускорителях или ондулятора существенно отличаются от характеристик нерелятивистских частиц. По-видимому, аналогичное будет наблюдаться и в случае релятивистского осциллятора, спектральные и угловые характеристики которого к настоящему времени ещё не исследованы.

Рассмотрим решение поэтапно:

а) Итак, пусть электрон совершает гармонические колебания вдоль оси z : $z = a \cos \omega_0 t$, где a – амплитуда колебаний.

Как известно [47], для углового распределения излучения заряда, движущегося прямолинейно со скоростью v , имеет место формула

$$(1) \quad \frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 v^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5},$$

где θ – угол наблюдения, отсчитываемый от направления вектора скорости v .

Для релятивистского электрона-осциллятора это выражение преобразуется к виду

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{dW}{d\Omega} &= \frac{e^2 \omega_0^4 a^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \omega_0 t}{(1 + \beta \cos \theta \sin \omega_0 t)^5} = \\ &= \frac{e^2 c \beta^4}{4\pi a^2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \omega_0 t}{(1 + \beta \cos \theta \sin \omega_0 t)^5}, \end{aligned}$$

где $\beta = a\omega_0/c$.

Так как $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi v_{cp}}{4a}$, а $v_{cp} = \frac{2}{\pi} v_{max}$, то $\omega_0 = \frac{v_{max}}{a} = \frac{\beta_{max} c}{a} = \frac{\beta c}{a}$ и при подаче на катод напряжения $U \approx 1$ МВ $\beta_{max} = \beta \rightarrow 1$, т.е. уже при таких напряжениях необходимо учитывать влияние релятивизма на характеристики излучения.

Интегрируя выражение (2) несколько раз по частям и принимая во внимание, что

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{1 + b \sin \varphi} = \frac{2\pi}{\sqrt{1 - b^2}},$$

можно получить следующее выражение для мощности излучения, усреднённое по времени:

$$(3) \quad \left(\frac{dW}{d\Omega} \right)_{cp} = \frac{e^2 c \beta^4}{32\pi^2 a^2} \frac{\sin^2 \theta (4 + \beta^2 \cos^2 \theta)}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^{7/2}}.$$

Интегрируя (3) по углам и воспользовавшись тем, что

$$I = \int_0^\pi \frac{(4 + \beta^2 \cos^2 \theta) \sin^3 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^{7/2}} d\theta = \frac{4}{3} \frac{4 - 3\beta^2}{(1 - \beta^2)^{3/2}},$$

нетрудно получить при $\beta \rightarrow 1$ следующее выражение для мощности излучения:

$$(4) \quad W = \frac{1}{12} \frac{e^2 c \beta^4}{a^2} \frac{4 - 3\beta^2}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \approx \frac{1}{12} \frac{e^2 c}{a^2} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3,$$

где $\mathcal{E} = mc^2 + eU$ – полная энергия электрона.

Из этой формулы видно, что для релятивистского осциллятора мощность излучения пропорциональна не $(\mathcal{E}/mc^2)^4$, как для движущегося по окружности электрона, а только $(\mathcal{E}/mc^2)^3$. Повидимому, более слабая зависимость излучения от релятивистского фактора – следствие того, что здесь электрон является релятивистским только вблизи анода, а в точках поворота $v = 0$.

б) Исследуем спектральные и угловые характеристики этого излучения.

Из (3) видно, что в отличие от углового распределения излучения нерелятивистского осциллятора, когда излучение перпендикулярно плоскости движения электрона, в релятивистском случае излучение сосредоточено в угле $\theta \sim \sqrt{1 - \beta^2}$ вблизи плоскости движения. Индикатриса излучения имеет экстремальные точки, определяемые из следующего выражения:

$$\theta[2(1 - \beta^2)(4 + \beta^2) - \theta^2(4 + 2\beta^2)] = 0.$$

Это означает, что излучение представляет собой два прижатых к $\mathcal{E}/mc^2$ плоскости $\theta = 0$ конуса с угловым раствором $2\theta \approx 1,3(mc^2/\mathcal{E})$.

Исследуем спектральные характеристики излучения. Учитывая, что

$$\frac{x^2(4 + x^2)}{16(1 - x^2)^{7/2}} = \sum_{n=1}^{\infty} n^2 J_n^2(nx),$$

выражение (3) можно представить в виде суммы излучения по гармоникам

$$(5) \quad \left(\frac{dW}{d\Omega} \right)_{\text{cp}} = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{dW_n}{d\Omega} \right)_{\text{cp}} = \frac{e^2 c \beta^2}{2\pi a^2} \text{tg}^2 \theta \sum_{n=1}^{\infty} n^2 J_n^2(n\beta \cos \theta).$$

Проанализируем это выражение. Если $\beta \ll 1$, то, ограничиваясь первым членом в разложении функций Бесселя в ряд, нетрудно убедиться, что практически всё излучение приходится на первую гармонику:

$$(6) \quad W_1 \approx W = \frac{1}{3} \frac{e^2 v^4}{a^2 c^3} = \frac{1}{3} \frac{e^2 \omega_0^4 a^2}{c^3}.$$

Для того, чтобы получить выражение, характеризующее спектральное распределение излучения в релятивистском случае,

необходимо выражение для $\left(\frac{dW_n}{d\Omega}\right)_{\text{ср}}$ проинтегрировать по углам.

Производя такое интегрирование, можно убедиться, что

$$(7) \quad W_n = \frac{2e^2 c \beta^2 n^2}{a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(-1)^s (2n+2s)! (n\beta)^{2(n+s)}}{s! 2^{2(n+s)} (2n+s)! [(n+s)!]^2} \times \\ \times \left[\frac{1}{2(n+s)-1} - \frac{1}{2(n+s)+1} \right] = \\ = \frac{2e^2 c \beta^2 n^2}{a^2} \left\{ \int_0^{n\beta} \frac{n\beta}{x^2} J_n^2(x) dx - \frac{1}{n\beta} \int_0^{n\beta} J_n^2(x) dx \right\}.$$

Это означает, что в отличие от движущегося по окружности электрона излучение для n -й гармоники релятивистского осциллятора выражается не через функцию Бесселя от удвоенного индекса, а через их квадраты от того же индекса.

Воспользовавшись асимптотическими выражениями для функций Бесселя большого порядка $J_n(x)$, когда индекс и аргумент примерно равны ($\zeta = 1 - x/n \ll 1$),

$$J_n(x) = \frac{\sqrt{2\zeta}}{\pi\sqrt{3}} \mathcal{K}_{1/3} \left[\frac{n}{3} (2\zeta)^{3/2} \right],$$

где $\mathcal{K}_{1/3}(x)$ – функция Макдональда, и подставляя их в (7), можно показать, что

$$(8) \quad W_n = \frac{2e^2 c \beta^2 n^2}{3\pi^2 a^2} \left\{ \int_{\zeta_0}^1 (2\zeta)^2 \mathcal{K}_{1/3} \left[\frac{n}{3} (2\zeta)^{3/2} \right] d\zeta - \right. \\ \left. - (1-\beta^2) \int_{\zeta_0}^1 (2\zeta) \mathcal{K}_{1/3} \left[\frac{n}{3} (2\zeta)^{3/2} \right] d\zeta \right\}.$$

Вводя новую переменную $y = \frac{n}{3} (2\zeta)^{3/2}$, для спектральной мощности излучения $dW = W_n dn$ получим следующее выражение:

$$(9) \quad dW = \frac{6e^2 c \beta}{\pi^2 a^2} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3 \left\{ \int_y^\infty x \mathcal{K}_{1/3}(x) dx - y^{2/3} \int_y^\infty x^{1/3} \mathcal{K}_{1/3}(x) dx \right\},$$

где $y = \frac{n}{3} \left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}} \right)^3$.

Интегрируя (9) по всем частотам, можно показать, что

$$(10) \quad W = \int_0^{\infty} dW = \frac{12}{5\pi^2} \frac{e^2 c \beta^2}{a^2} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3 \int_0^{\infty} y^2 \mathcal{K}_{1/3}^2(y) dy.$$

Принимая во внимание

$$\int_0^{\infty} y^2 \mathcal{K}_{1/3}^2(y) dy = \frac{5\pi^2}{144},$$

нетрудно убедиться, что (10) совпадает с точным выражением для мощности излучения (4).

Интегрируя выражение (8), можно W_n выразить через нормированную на единицу спектральную функцию $f(y)$:

$$(11) \quad W_n = \frac{1}{12} \frac{e^2 c}{a^2} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3 f(y),$$

где

$$f(y) = \frac{72}{\pi^2} y^2 \left\{ \mathcal{K}_{1/3}^2(y) - \mathcal{K}_{2/3}^2(y) + \frac{1}{3y} \mathcal{K}_{1/3}(y) \mathcal{K}_{2/3}(y) \right\}.$$

График функции $f(y)$ изображён на рисунке; он имеет вид сильно спадающей функции. Это означает, что максимум излучения для релятивистского осциллятора по-прежнему приходится на первую гармонику, но в спектре излучения присутствуют и другие гармоники, причём до номеров

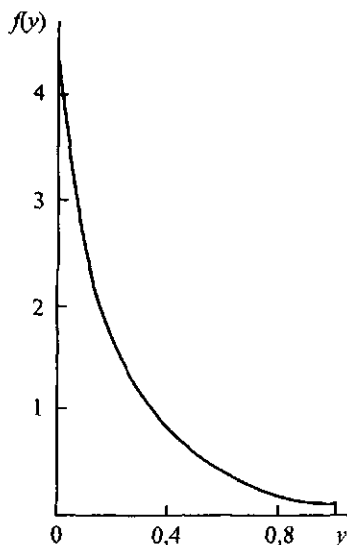
$$n \sim 3y \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3 \approx (0,3 \div 0,6) \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3$$

мощность излучения этих гармоник будет только в $2 \div 3$ раза меньше основной.

Таким образом, из полученных формул следует, что с увеличением энергии осциллятора мощность излучения увеличивается в

$\frac{1}{4\beta^4} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^3$ раз по сравнению с нерелятивистским случаем, излучение

сосредоточено в конусах с малым угловым раствором и в спектре излучения, наряду с основной гармоникой, появляются и высшие, хотя их мощность излучения резко уменьшается с ростом n . Это означает, что релятивистский осциллятор является источником мощных СВЧ-колебаний не только сантиметрового, но и миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.



Если неоднородности внутри кольца отсутствуют и мост связи имеет согласованные вход и выход, то отражений от входов и выходов не будет, т.е. $E_5 = E_6 = E_7 = E_8 = 0$. В этом случае волна E_1 , поступающая от генератора на вход моста, частично идёт в кольцо, а частично в нагрузку. Пусть волна делится следующим образом: в кольцо идет $ik_{cb}E_1$, а в нагрузку $\sqrt{1-k_{cb}^2}E_1$ (здесь i – мнимая единица).

Предположим ещё и то, что длина кольца равна целому числу длин волн, поскольку именно такой случай представляет наибольший интерес. После обхода кольца на входе 3 моста волна $ik_{cb}E_1$ будет иметь амплитуду $ik_{cb}e^{-\tau'}E_1$, где τ' – полное затухание волны в кольце. В общем случае $\tau' = \tau + \gamma$, где τ – затухание активного элемента кольца (например, диафрагмированного волновода), а γ – затухание цепи обратной связи.

Волна $ik_{cb}e^{-\tau'}E_1$ также разделится на две волны, одна из которых, равная $ik_{cb}\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}E_1$, снова пойдет в кольцо, а вторая, равная $k_{cb}^2e^{-\tau'}E_1$, – в нагрузку. Таким образом, на выходе 4 моста суммарная амплитуда волны будет равна $ik_{cb}E_1\left(1+\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}\right)$, а на выходе 2 – $E_1\left(\sqrt{1-k_{cb}^2}-k_{cb}^2e^{-\tau'}\right)$. После ещё одного прохождения по кольцу волна на выходе 4 будет иметь амплитуду $ik_{cb}E_1\left[1+\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}+\left(\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}\right)^2\right]$, а в нагрузку пойдет волна $E_1\left[\sqrt{1-k_{cb}^2}-k_{cb}^2e^{-\tau'}\left(1+e^{-\tau'}\sqrt{1-k_{cb}^2}\right)\right]$.

Продолжая этот процесс, можно найти выражения для амплитуд волн, поступающих в кольцо $E_4^{(n)}$ и в нагрузку $E_2^{(n)}$:

$$E_4^{(n)} = ik_{cb}E_1\left[1+\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}+\dots+\left(\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}\right)^n\right]=$$

$$= ik_{cb}E_1\frac{1-\left(\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}\right)^{n+1}}{1-\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}},$$

$$E_2^{(n)} = E_1\left\{\sqrt{1-k_{cb}^2}-k_{cb}^2e^{-\tau'}\left[1+\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}+\dots+\left(\sqrt{1-k_{cb}^2}e^{-\tau'}\right)^n\right]\right\}=$$

$$= E_1 \left\{ \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} - k_{\text{св}}^2 e^{-\tau'} \frac{1 - \left(\sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'} \right)^{n-1}}{1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'}} \right\}.$$

Здесь n — число прохождений волны по кольцу (число оборотов).

Из этих выражений следует, что в стационарном режиме

$$E_4 = E_1 \frac{ik_{\text{св}}}{1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'}},$$

$$E_2 = E_1 \frac{\sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'}}{1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'}}.$$

Это означает, что величины напряжённостей полей в резонаторе бегущей волны и нагрузке зависят от коэффициента связи. Приравняв нулю производную $dE_4/dk_{\text{св}}$, можно найти то значение связи, при котором напряжённость поля в резонаторе бегущей волны будет максимальной:

$$k_{\text{св.опт}} = \pm \sqrt{1 - e^{-2\tau'}}.$$

Если $\tau' \ll 1$, как это имеет место в сверхпроводящих резонаторах бегущей волны, то

$$k_{\text{св.опт}} = \pm \sqrt{2\tau'}.$$

При оптимальной связи

$$E_4 = \frac{iE_1}{\sqrt{1 - e^{-2\tau'}}} \approx \frac{iE_1}{\sqrt{2\tau'}}, \quad E_2 = 0.$$

Обычно вводят величину M , называемую коэффициентом усиления по напряжению:

$$M = \frac{E_4}{E_1} = \frac{ik_{\text{св}}}{1 - \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} e^{-\tau'}}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Халатников И.М.* Сверхпроводник в высокочастотном поле // ЖЭТФ. 1985. Т. 35. С. 265.
2. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Халатников И.М.* Анализ экспериментальных данных о поверхностном импедансе сверхпроводников // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 187.
3. *Августинович В.А., Новиков С.А., Разин С.В., Юшков Ю.Г.* Формирование мощных радиоимпульсов наносекундной длительности трёхсантиметрового диапазона // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. № 10. С. 1347–1348.
4. *Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н.* Антенны УКВ: В 2 ч. М.: Связь, 1977. Ч. 1. 381 с.; Ч. 2. 288 с.
5. *Акимов В.Н., Еськов Ю.М., Коротеев А.С., Семенов В.Ф.* О возможности энергоснабжения Земли из Космоса: Перспективы и этапы // Ракетно-космические двигатели и энергетические установки: Сборник / НИИ ТП. М., 1993. С. 240.
6. *Альтман Дж.Л.* Устройства сверхвысоких частот: Пер. с англ. М.: Мир, 1968. 487 с.
7. *Андрушко Л.М., Федоров Н.Д.* Электронные и квантовые приборы СВЧ. М.: Радио и связь, 1981. 208 с.
8. *Артеменко С.Н.* Эффективность формирования импульсов СВЧ путем трансформации типов колебаний резонатора // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. № 10. С. 1289–1292.
9. *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
10. *Аскаръян Г.А., Батанов Г.М., Косый И.А.* Плазменно-факельное преобразование мощного СВЧ-излучения и энергопитание космических станций // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 8. С. 18–23.
11. *Бабий В.И., Алавердов П.И., Барабаш В.М., Канаева Т.В.* Влияние предварительного подогрева угольной пыли на выход «топливных» окислов азота // Теплоэнергетика. 1983. № 9. С. 10–13.
12. *Балакин В.Е., Брежнев О.Н., Захваткин И.М. и др.* Исследование предельного темпа ускорения в линейном ускорителе ВЛЭПП // Тр. Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 144–149.
13. *Бацких Г.И., Борисов А.Ю., Сигулин Д.Н. и др.* Передача энергии с помощью СВЧ-полей. М., 1992. 28 с. (Препр. / МРТИ РАН; № 9207).

14. Берд Р., Стьюард В.Е., Лайтфут Е.Н. Явления переноса: Пер. с англ. М.: Химия, 1974. 688 с.
15. Богданов В.В. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53, вып. 1. С. 106–113.
16. Брагинский С.И. Стягивание плазмы под давлением собственного магнитного поля // Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 1. С. 115.
17. Брандт Л.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1963. 404 с.
18. Братман В.Л. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 157–216.
19. Буриштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970. 191 с.
20. Быков Н.М., Губанов В.П., Гунин А.В. и др. Релятивистские импульсно-периодические СВЧ-генераторы сантиметрового диапазона длин волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. Вып. 5. С. 101–124.
21. Бычков С.И., Буренин Н.И., Сафаров Р.Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. М.: Сов. радио, 1962. 376 с.
22. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
23. Вакуумная техника: Справочник / Под ред. Е.С. Фролова, В.Е. Минайчева. М.: Машиностроение, 1985. 359 с.
24. Вальднер О.А., Зверев Б.В., Собенин Н.П., Щедрин И.С. Диафрагмированные волноводы: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 280 с.
25. Вальднер О.А., Шальнов А.В., Диденко А.Н. Ускоряющие волноводы. М.: Атомиздат, 1973. 214 с.
26. Васильев К.Б., Воронин А.Н., Курьшиев В.П., Хмаря Д.В. Экспериментальное исследование нагрева поверхностей СВЧ-разряда // Радиофизика. М.: МРТИ АН СССР, 1991. С. 253–260.
27. Велихов Е.П., Глухих В.А. Импульсные источники энергии для исследовательских термоядерных установок и реакторов // Физика и техника мощных импульсных систем. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 3.
28. Винтизенко И.И., Сулакишин А.С., Черногорова Л.Ф. Генерация СВЧ-излучения обращенным релятивистским магнетроном // Там же. С. 742–744.
29. Винтизенко И.И., Ковалев Н.Ф., Сулакишин А.С. и др. Преобразование в высокочастотное излучение энергии собственных квазистатических полей сильноточных релятивистских электронных пучков // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. Вып. 5. С. 125–140.
30. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994. 320 с.
31. Волинский Б.А., Зейн Е.Н., Шатерников В.Е. Электротехника. М.: Энергоатомиздат, 1987. 525 с.
32. Воробьев А.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высш. шк., 1966. 244 с.

33. Вукалович М.П. Термодинамические свойства водяного пара. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1946. 87 с.
34. Газенко А.В., Данилевич Я.Б., Карымов А.А. и др. Численные методы анализа электрических машин. Л.: Наука, 1988. 221 с.
35. Гальперович Д.Я., Хренов Н.Н., Акуличев В.А. и др. Сверхпроводящий коаксиальный кабель // ПТЭ. 1971. № 1. С. 35–36.
36. Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. // Вестн. АН СССР. 1979. № 4. С. 11–13.
37. Гвоздовер С.Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М.: Гостехтеоретиздат, 1956. 627 с.
38. Гейнце В. Введение в вакуумную технику. М.: Госэнергоиздат, 1960. Т. 1. 512 с.
39. Гинзбург И.П. Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1958. 338 с.
40. Гольштейн Л.Д., Зерцов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. 662 с.
41. Гоуз Д., Кларк М. Физика плазмы: Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1963. 476 с.
42. Грачев Л.П., Есаков И.И., Малык С.Г., Ходатаев К.В. Двухзеркальный резонатор для исследования СВЧ безэлектродного разряда в газах высокого давления. ЖТФ, 71, вып. 6, 2001. С. 66.
43. Гуревич А.В. Ионизированный слой в газе в атмосфере // УФН. 1980. Т. 132, № 4. С. 685–690.
44. Данилевич Я.Б., Чубраева Л.И. Новые конструкции генераторов и проблемы их создания. СПб.: Наука, 1993. 224 с.
45. Девятков Н.Д., Данильцев Е.Н., Хохлов В.К. Трёхэлектродные лампы для генерирования электромагнитных волн дециметрового диапазона // Изв. электропром-сти слабого тока. 1940. № 2. С. 6–18.
46. Девятков Н.Д., Диденко А.Н., Замятин Л.Я. и др. Формирование мощных импульсов при накоплении СВЧ-энергии в резонаторе // РЭ. 1980. Т. 25, № 6. С. 1227–1230.
47. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Пер с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1965. 702 с.
48. Диденко А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М.: Сов. радио, 1973. 256 с.
49. Диденко А.Н. Механизм генерации мощных СВЧ-колебаний в виркаторе // Докл. АН СССР. 1991. Т. 321, № 4. С. 727–731.
50. Диденко А.Н. О возможности использования мощных СВЧ-колебаний для технологических целей // Докл. РАН. 1993. Т. 331, № 5. С. 571–572.
51. Диденко А.Н., Григорьев В.П. К теории возбуждения электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом // РЭ. 1988. Т. 33, № 2. С. 353–356.
52. Диденко А.Н., Ращиков В.И. Механизм генерации мощных СВЧ-колебаний в системах с виртуальным катодом // Докл. АН СССР. 1991. Т. 313, № 3. С. 597–600.
53. Диденко А.Н., Зверев Б.В. СВЧ-энергетика. М.: Наука, 2000. 262 с.

54. Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
55. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с.
56. Диденко А.Н., Григорьев А.Г., Жерлицын А.Г. Генерация электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом // Плазменная электроника. Киев: Наук. думка, 1989. С. 112–116.
57. Диденко А.Н., Зверев Б.В., Шматок К.В. Малогабаритный СВЧ-источник видимого света на основе сферического резонатора // Изв. РАН. Энергетика. 1977. № 6. С. 129–132.
58. Диденко А.Н., Севрюкова Л.М., Ятис А.А. Сверхпроводящие ускоряющие СВЧ-структуры. М.: Энергоатомиздат, 1981. 208 с.
59. Диденко А.П., Зеленцов В.И., Штейн Ю.Г., Юшков Ю.Г. Генерирование мощных СВЧ-импульсов наносекундной длительности // РЭ. 1972. № 7. С. 1545–1547.
60. Диденко А.Н., Красик Я.Е., Перелыгин С.Ф., Фоменко Г.П. Генерация мощного СВЧ-излучения релятивистским электронным пучком в триодной системе // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 6. С. 321–325.
61. Диденко А.Н., Артеменко С.Н., Юшков Ю.Г. и др. Вывод СВЧ-энергии из сверхпроводящего резонатора // ЖТФ. 1983. Т. 53, вып. 6. С. 1885–1887.
62. Диденко А.Н., Артеменко С.Н., Каминский В.Л. и др. Разработка и исследование сверхпроводящих ниобиевых резонаторов с добротностью 10^9 – 10^{10} // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 22. С. 1368–1370.
63. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Зеленцов В.И. и др. Экспериментальное исследование генерирования гигаваттных СВЧ-импульсов наносекундной длительности // Физика плазмы. 1976. Т. 2, вып. 3. С. 459–462.
64. Диденко А.Н., Зверев Б.В., Брусникин А.В. Эффективные источники видимого света на основе диэлектрических резонаторов // Изв. РАН. Энергетика. 1997. № 6. С. 134–139.
65. Диденко А.Н., Зверев Б.В., Прокопенко А.В. Разработка и экспериментальные исследования опытных образцов высокоэффективного СВЧ-источника видимого света // Научная сессия МИФИ-98: Сб. науч. тр. М., 1998. С. 75–76.
66. Диденко А.Н., Зверев Б.В. и др. Высокоэффективная система питания СВЧ-источника видимого света от стабилизированного генератора // Изв. РАН. Энергетика. 1998. № 1. С. 147–152.
67. Диденко А.Н., Зеленцов В.И., Мельников Г.В. и др. Релятивистский сильнотоочный магнетрон // Тр. НИИЯФ. 1979. Вып. 8. С. 36–41.
68. Диденко А.Н., Козлов Э.В., Шаркеев Ю.П. и др. Дефектная структура меди после воздействия мощного импульсного электромагнитного излучения СВЧ-диапазона // Докл. РАН. 1994. Т. 346, № 5. С. 918–926.
69. Диденко А.Н. и др. // Физика плазмы. 1976. Т. 2, вып. 3. С. 514–518.
70. Диденко А.Н., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П. и др. Исследование генерации мощных СВЧ-колебаний в релятивистских магнетронах // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, вып. 1. С. 10–13.

71. Диденко А.Н., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П. и др. Релятивистский магнетрон с импульсным напряжением микросекундной длительности // Там же. Вып. 14. С. 823–826.
72. Диденко А.Н., Разин С.В., Чумерин П.Ю. и др. Формирование мощных сверхширокополосных радиосигналов при последовательной временной компрессии СВЧ-энергии // Докл. АН СССР, 1991. Т. 321, № 3. С. 518–522.
73. Диденко А.Н., Зверев Б.В., Прокопенко А.В. Практикум по СВЧ-энергетике. М.: МИФИ, 2000. 92 с.
74. Диденко А.Н., Зверев Б.В., Прокопенко А.В. Перспективы использования СВЧ-энергетики при сжигании угля // Труды Российского национального симпозиума по энергетике. Казань, 2001. С. 18–22.
75. Диденко А.Н., Дмитриев М.С., Коляскин А.Д. Проблемы радиационного теплообмена при высокотемпературном спекании несовершенных диэлектриков в СВЧ-установках // Там же. С. 315–318.
76. Диденко А.Н. Передача электроэнергии на большие расстояния с помощью сверхпроводящих волноводов и кабелей // Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 4. С. 3–25.
77. Диденко А.Н. Нехимические методы получения жидкого топлива из углей // Там же. 2002. № 5. С. 103–119.
78. Дулин В.Н. Электронные приборы. 3-е изд. М.: Энергия, 1977. 424 с.
79. Зверев Б.В., Новожилов А.Е. Учёт тепловой нагрузки ускоряющих систем в непрерывном и импульсном режимах работы // Физика и техника линейных ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 72–77.
80. Зверев Б.В., Собенин Н.П. Расчёт волноводных устройств связи с объёмными резонаторами и бипериодическими структурами // Линейные ускорители: Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 74–79.
81. Зверев Б.В., Собенин Н.П. Оценка влияния окна связи на собственную частоту резонансных систем // Там же. С. 80–83.
82. Зверев Б.В., Собенин Н.П. Электродинамические характеристики ускоряющих резонаторов. М.: Энергоатомиздат, 1993. 240 с.
83. Зверев Б.В. и др. Разработка СВЧ-источника видимого света на основе резонаторов с аксиально-симметричным полем // Научная сессия МИФИ-98: Сб. науч. тр. М., 1998. С. 77–78.
84. Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: Сов. радио, 1974. 279 с.
85. Зельдович Я.Б. Высшая математика для начинающих и её приложения к физике. М.: Физматгиз, 1960. 460 с.
86. Зигель Р., Хауэлл Дж.Р. Теплообмен излучением: Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 937 с.
87. Иванов М.Я., Купряшкина Т.Н., Полак Л.С. и др. Поведение углерода при плазмохимическом синтезе тонкодисперсных окислов особой чистоты // Синтез соединений в плазме, содержащей углероды: Сборник. М.: ИХХС РАН, 1985. С. 141–155.
88. Калинин Р.А. Плазмохимическая переработка угля // Там же. С. 119–140.

89. Капица П.Л. Электроника больших мощностей. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 195 с.
90. Капица П.Л. Термоядерный реактор со свободно парящим в высокочастотном поле плазменным шнуром // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 3.
91. Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 238 с.
92. Кацман А. Приборы сверхвысоких частот. М.: Высш. шк., 1973. 368 с.
93. Керн Д., Краус А. Развитие поверхности теплообмена / Пер. с англ. М.: Энергия, 1977. 462 с.
94. Клеен В. Введение в электронику сверхвысоких частот // Пер. с англ. под ред. А.С. Тагера. М.: Сов. радио, 1963. 480 с.
95. Ковалев Н.Ф., Кальчугин Б.Д., Нечаев В.Е. и др. Релятивистский магнетрон с дифракционным выводом электромагнитного поля // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 20. С. 1048–1052.
96. Ковалев Н.Ф., Крестелев Е.Г., Кузнецов М.И. Мощный релятивистский магнетрон с длиной волны 3 см // Там же. 1980. Т. 6, вып. 8. С. 459–462.
97. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1975. 560 с.
98. Конева Н.А., Козлов Э.В. Природа субструктурного упрочнения // Изв. вузов. Физика, 1982. № 8. С. 3–14.
99. Корбанский И.Н. Антенны. М.: Энергия, 1973. 336 с.
100. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 832 с.
101. Коробейников В.П., Мельников Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 186 с.
102. Коротеев А.С. Мощные электронные пучки – путь реализации новых технологий // Вестн. АН СССР. 1988. № 10. С. 13–20.
103. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи / Пер. с англ. под ред. Н.А. Анфимова. М.: Мир, 1983. 512 с.
104. Кролл Н., Трайвеллпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 525 с.
105. Кузнецов А. Работа для сверхвысоких частот // Поиск. 1999. 3 дек., № 35 (537). С. 1.
106. Кукаркин С.В. Электронные СВЧ-приборы: Характеристики, применение, тенденции развития. М.: Радио и связь, 1981. 271 с.
107. Курец В.И., Рудашевский Н.С. Электроимпульсная дезинтеграция – оптимальная технология высвобождения зерен акцессорных минералов // Докл. АН СССР. 1991. Т. 322, № 6. С. 1086–1089.
108. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. 5-е изд. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.
109. Кухаркин Е.С. Основы инженерной электрофизики. Ч. III. Основы технической электродинамики. М.: Высш. шк., 1969. 510 с.
110. Кухаркин Е.С., Сестрорецкий Б.В. Электрическая прочность волноводных устройств. М.: Высш. шк., 1963. 452 с.
111. Лавров А.С., Резников Г.В. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1974. 767 с.

112. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1959. 532 с.
113. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоатомиздат. Т. 1. 1981. 192 с.; Т. 2. 1982. 239 с.; Т. 3. 1983. 200 с.
114. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2. Электровакуумные приборы сверхвысоких частот. М.; Л.: Энергия, 1964. 616 с.
115. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. 2-е изд. Т. 1. М.: Высш. шк., 1970. 439 с.
116. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. 2-е изд. Т. 2. М.: Высш. шк., 1972. 375 с.
117. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527 с.
118. Лыков А.В., Михайлов Ю.А. Теория тепло- и массопереноса. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. 535 с.
119. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Гостехиздат, 1951. 734 с.
120. Мак-Адамс. Теплопередача / Пер. с англ. М.: Металлургиздат, 1961. 686 с.
121. Машиностроение // Энциклопедический справочник. Т. 1, кн. 1. М.: ГНТИМЛ, 1947. 548 с.
122. Машковцев В.М., Цибизов К.Н., Емелин Б.Ф. Теория волноводов. М.: Наука, 1966. 352 с.
123. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
124. Металловедение. М.: Наука, 1971. 542 с.
125. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. 344 с.
126. Моругин Л.А., Глебович Г.В. Наносекундная импульсная техника. М.: Сов. радио, 1964. 625 с.
127. Назмеев Ю.Г., Моргулис С.М., Лопухов В.В., Будикиз В.В. Тепловой и термодинамический анализ эффективности теплотехнической схемы мазутного хозяйства с сезонной пиковой нагрузкой // Изв. вузов. Энергетика. 2000. № 11/13. С. 13.
128. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Т. II. Л.: Энергия, 1967. 408 с.
129. Основы использования магнетронов // Под ред. Ю.Н. Хлопова. М.: Сов. радио, 1967. 333 с.
130. Покрас С.М., Колесниченко Ю.Ф., Курьшев В.А., Васильев К.Б. О возможности использования СВЧ-энергии для решения проблем, возникающих при сжигании твердых топлив // Радиофизика: Сборник. М.: МРТИ, 1991. С. 266–273.
131. Поляк Т.Л. Теория лучистого теплообмена. М., 1938. 268 с.
132. Пономарев А.Н., Тарасенко В.Л. Применение СВЧ-излучения для стимулирования химических реакций // ЖВХО. 1973. Т. 18, № 1.
133. Пурмал М.Я. О возможности использования электрических полей в котельных установках // Изв. вузов. Энергетика. 1988. № 5. С. 60–70.

134. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 416 с.
135. Рамм Г.С. Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот. М.: Воениздат, 1955. 364 с.
136. Рамо С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике / Пер. с англ. М.: Гостехтеоретиздат, 1948. 628 с.
137. Русанов В.Д., Фридман А.А., Шолин Г.В. Физика химически активной плазмы с неравновесным колебательным возбуждением молекул // УФН. 1981. Т. 134, № 2. С. 185–233.
138. Русанов В.Д., Эвитан К., Бабарицкий А.И. и др. Эффект плазменного катализа на примере диссоциации метана на водород и углерод // Докл. РАН. 1997. Т. 354, № 2. С. 213–215.
139. Сайбель А.Г. Основы радиолокации. М.: Сов. радио, 1961. 384 с.
140. СВЧ-энергетика: В 3 т. / Под ред. Э. Окресса; Пер. с англ. Э.Д. Шлифера. М.: Мир, 1971. Т. 1. 463 с.; Т. 2. 312 с.; Т. 3. 248 с.
141. Севрюкова Л.М. Исследование методов увеличения ускоряющих полей в сверхпроводящих резонаторах для ускорителей заряженных частиц: Дис. д-ра физ.-мат. наук. М., 1996.
142. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
143. Серебренников М.Г. Колебания и вибрации. М.: Физматгиз, 1940. 220 с.
144. Силин В.П. Параметрические взаимодействия излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973. 287 с.
145. Современные проблемы антенно-волноводной техники / Под ред. А.А. Пистолькорса. М.: Наука, 1967. 215 с.
146. Сперроу Е.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением / Пер. с англ. Л.: Энергия, 1971. 616 с.
147. Сушков В.В. Техническая термодинамика / Под ред. В.А. Кириллина. 6-е изд. М.: ГЭИ, 1960. 294 с.
148. Тараненко В.П. Электронные и квантовые приборы СВЧ. Киев: Вища шк., 1974. 262 с.
149. Теория и техника релятивистских СВЧ-генераторов. М.: Радиотехн. ин-т им. А.Л. Минца, 1988. 235 с.
150. Техническая энциклопедия / Гл. ред. Л.К. Мартенс. М.: ОГИЗ РСФСР, 1933. Т. 22. 982 с.
151. Тиходеев Н.Н. Передача электрической энергии. Л.: Энергоатомиздат, 1984.
152. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Гостехиздат, 1953. 679 с.
153. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах // Справ. руководство / Пер. с нем. под ред. В.Н. Сретенского. М.: Физматгиз, 1963. 367 с.
154. Грантер К.Дж. Интегральные преобразования в математической физике / Пер. с англ. под ред. А.В. Лыкова. М.: Гостехтеоретиздат, 1956. 182 с.
155. Туманов Ю.Н. Низкотемпературная плазма и высокочастотные электромагнитные поля в процессах получения материалов для ядерной энергетики. М.: Энергоатомиздат, 1989. 279 с.

156. *Фриш С.Э., Тиморева А.В.* Курс общей физики. Т. 3. М.: Гостехтеоретиздат, 1957. 608 с.
157. *Харвей А.Ф.* Техника сверхвысоких частот / Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1965. 783 с.
158. *Хезлайн Дж.* Пассивные и активные цепи СВЧ / Пер. с англ. под ред. А.С. Галина. М.: Радио и связь, 1981. 200 с.
159. *Хиттель А.Р.* Диэлектрики и волны / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 438 с.
160. *Хитрин Л.Н.* Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957. 442 с.
161. *Цейтлин Н.М.* Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976. 350 с.
162. *Шнейдер П.* Инженерные проблемы теплопроводности / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 478 с.
163. *Ширман Я.Д.* Радиоволноводы и объёмные резонаторы. М.: Радио и связь, 1959. 379 с.
164. *Чантурия В.А., Гуляев Ю.В., Лукин В.Д. и др.* Вскрытие упорных золотосодержащих руд при воздействии мощных электромагнитных импульсов // Докл. РАН. 1999. Т. 366, № 5. С. 680–683.
165. *Чантурия В.А., Гуляев Ю.В., Бунин И.Ж. и др.* Синергетическое влияние мощных электромагнитных импульсов и поровой влаги на вскрытие золотосодержащего сырья // Там же. 2001. Т. 379, № 3. С. 372–376.
166. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями // В 2 т. / Пер. с англ. под ред. М.М. Федорова. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. Т. 1. 556 с.; Т. 2. 472 с.
167. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Т. 4. С. 506.
168. *Якоб М.* Вопросы теплопередачи / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 517 с.
169. *Янке Е., Эмде Ф.* Таблицы функций с формулами и кривыми / Пер. с нем. М.: Гостехтеоретиздат, 1949. 420 с.
170. *Beggs J.E., Lavoo N.T.* High performance X-band triod // Trans. AIEE. 1963.
171. *Beggs J.E., Lavoo N.T.* High performance experimental power triodes // IEEE Trans. Electron Devices. 1966. Vol. ED-13. P. 502–511.
172. *Bekefi G., Orzechowski T.* Giant microwave bursts emitted from a field-emission, relativistic electron beam magnetron // Phys. Rev. Lett. 1976. N 6. P. 379–382.
173. *Brandon J.R., Samuels J., Hodgkins W.R.* Microwave sintering of oxid ceramics // MRS Symp. Proc. 1992. Vol. 269. P. 257–267.
174. *Bunkin B.V., Gaponov-Grekhov A.V., Elchinov A.S. et al.* // Abstr. of IX Intern. conf. on high power particle beams. Wash. (D.C.), 1992. P. 269–270.
175. *Bykov Yu., Ereemeev A., Egorov S. et al.* Sintering of nanostructural titanium oxid using millimeter-wave radiation // IV Intern. conf. on nanostructured materials. 1999. Vol. 12. P. 115–118.

176. *Calico S.E., Clark M.C., Lemke R.W., Scott M.C.* Experimental and theoretical investigations of a magnetically insulated line oscillator (MILO) // *Proc. SPIE*. 1995. Vol. 2557. P. 50–59.
177. *Chernogalova L.E., Fomenko G.P., Fuchs M.I.* et al. Experimental investigations of the magnetically insulated diode and microwave generation in the relativistic magnetrons // *Proc. of VI Intern. conf. on high power panicle beams*. Kobe, 1986. P. 579–583.
178. *Didenko A.N., Rashchikov V.I.* High power microwave generation in vircators // *Proc. of IX Conf. on high power panicle beams*. Wash. (D.C.), 1993. P. 219–226.
179. *Didenko A.N., Alexandrovich D.V.* et al. Relativistic magnetrons: Optimization of parameters and modelling of phase locking processes // *Ibid*. P. 1574.
180. *Didenko A.N., Antoshkin M.Yu.* et al. Frequency control of vircator microwave radiation // *Ibid*. P. 1690–1693.
181. *Didenko A.N., Fomenko G.P., Gleizer G.W.* et al. Generation of high power RF pulses in magnetron and reflex triode systems // *Proc. of III Intern. top. conf. on high power electron and ion beams*. Novosibirsk, 1979. Vol. 2. P. 683–691.
182. *Didenko A.N., Grigoryev V.P., Koval T.V.* et al. The investigation of the wave electromagnetic generation mechanism in the virtual cathode system // *Proc. of VII Conf. on high power particle beam*. Karlsruhe, 1988. P. 1380–1383.
183. *Didenko A.N., Kozlov E.V., Sharkeev Yu.F.* et al. // *Surface and Coating Technol.* 1993. Vol. 53. P. 97–101.
184. *Doland J.T., Ury M.G., MacLennan D.A.* Small long-lived stable light source for projection-display applications // *Soc. Inform. Display Intern. Symp. Digest Techn. Pap.* 1992. Vol. 24. P. 716–719.
185. *Doland J.T., Ury M.G., Wood C.Y.* A novel light efficacy microwave powered light source // *VI Intern. symp. on science and technology of light sources*. Budapest, 1992. P. 301–311.
186. *Groff E.G., Krage M.K.* Microwave effects on premixed flames // *Combustion and Flame*. 1984. Vol. 56.
187. *Flynn P.L., Hsu B.D., Leonard G.L.* Coal-fueled diesel engine progress at GE transportation systems // *J. Eng. Gas Turbines and Power*. 1990. Vol. 112. P. 369.
188. *Fridman M.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 31, N 12. P. 752–755.
189. *Gaponov-Grekhov A.V., Granatsfein V.L.* Application of high power microwave. Boston; L.: Artech House, 1994. 216 p.
190. *Gerdes T., Willert-Porada M.* Microwave sintering of metal-ceramic and ceramic-ceramic composites // *MRS Symp. Proc.* 1994. Vol. 347. P. 531–537.
191. *Grachev L.P., Esakov I.I., Khodataev K.V.* The pinch-effect in microwave resonant streamer discharge and its possible application. *Proc. of the International Workshop*, Nizhny Novgorod, 2000. V.I. P. 291.
192. *Gerdes T., Willert-Porada M., Rödiger K., Dreyer K.* Microwave reaction sintering of cemented carbides // *MRS Symp. Proc.* 1996. Vol. 430.

193. *Guban G.* Surface waves and their application to transmission lines // *J. Appl. Phys.* 1950. Vol. 21. P. 1119–1125.
194. *Guban G.* Designing surface wave transmission lines // *Electronics*. 1954. Vol. 27. P. 180–186.
195. High power microwave sources / Ed. by V. Granatstein, I. Alexeeff. Boston (Mass.): Artech House, 1987. 282 p.
196. *Janney M.A., Kimrey H.D., Kiggins J.O.* Microwave proceedings of ceramics: Guide-lines used of the Oak Ridge Laboratory // *MRS Symp. Proc.* 1992. Vol. 269. P. 173–185.
197. *Lebedev Yu. A.* // *J. Phys.* IV France. 1998. Vol. 8. P. 369.
198. *Lemke R.W., Clark M.C.* Theory and simulation of high-power microwave generation in a magnetically insulated transmission line oscillator // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 62, N 8. P. 3436–3440.
199. *Link G., Ivanov V., Paragin S.* et al. A comparison of mm-wave sintering and fast converting of nanocrystalline A_2O_3 // *Proc. of the Spring meeting of MRS. San Francisco*, 1996. Vol. 430. P. 157–162.
200. *London H.* The high-frequency resistance of superconducting tin // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1940. Vol. 176. P. 522.
201. *MacLennan D.A., Doland J.T., Ury M.G.* New long-lived stable light source for projection-display applications // *Soc. Inform. Display Intern. Symp. Digest Techn. Pap.* 1992. Vol. 23. P. 460–463.
202. *Maxwell E.* Superconducting resonant cavities // *Progr. Cryogenics*. 1964. Vol. 4. P. 123.
203. *McCua W.D., Nahman N.S.* Frequency and time-domain analysis of a superconductivity coaxial line using two-fluid model // *J. Appl. Phys.* 1969. N 5. P. 2097–2106.
204. *Mesyats G.A., Zagulov F.Ya., El'chaninoy S.* et al. The REB pulse-periodic microwave generators // *Proc. topical conf. on high power electron and ion beam research and technology. Palaiseau*, 1981. Vol. 2. P. 847–852.
205. Microwaves could remove gaseous waste // *Mod. Power Syst.* 1991. Vol. 12. N 10. P. 11.
206. *Nahman N.S., Gooch G.M.* Nanosecond response and attenuation characteristics of a superconductive coaxial line // *Proc. IRE.* 1960. Vol. 48, N 11. P. 1852–1857.
207. *Palevsky A., Bekefi G.* Microwave emission from pulsed, relativistic E-beam diodes. 2. The multiresonator magnetron // *Phys. Fluids*. 1979. Vol. 22. P. 986–996.
208. *Reuter G.E.M., Sondheimer E.H.* The theory of the anomalous skin-effect in metals // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1948. Vol. 195. P. 336.
209. *Rybakov K.I., Semenov V.E.* A non-thermal vacancy drift mechanism of plastic deformation of grains in ceramics during microwave sintering // *MRS Symp. Proc.* 1994. Vol. 347. P. 661–666.
210. *Septier A.* The surface impedance of superconducting metals at high frequencies // *Linear accelerators* / Ed. P. Lapostolle. Amsterdam: North-Holland, 1969.

211. *Sheer C., Korman S., Dongherty T.J.* Arc gasification of coal // IV Conf. of plasma chemistry. Zürich, 1979. P. 277–294.
212. *Sherwood T.K., Pigford R.C., Wiike C.R.* Mass transfer. N.Y.: McGraw-Hill, 1975. 714 p.
213. *Sulakshin A.S., Filipenko N.M., Fomenko G.P.* et al. Investigation of the high-current linear induction accelerator operating with the relativistic magnetron // SPIES Intern. symp., USA. 1994. P. 9.
214. *Sutton W.N.* Microwave progress of ceramics – an overview // MRS Symp. Proc. 1992. Vol. 269. P. 237–243.
215. *Tasaburo S.* Microwave sintering of big size products // Ibid. 1996. Vol. 430.
216. *Thumm M.* Generation and application of high power microwaves // Proc. of 48th Scottish universities summer school in physics. 1996. P. 305.
217. *Vanke V.A., Savvin V.L., Boudzinski I.A., Bykovski S.V.* Development of cyclotron-wave-converto // Proc. II Intern. WPT conf.: WPT'95. Kobe, 1995. P. 3.
218. *Vodegel S., Willert-Porada M.* MRS spring meeting. San Francisco, 1994. Symp. O: Microwave processing of metals IV: Poster O 14.20.
219. *Webber S.E.* Ballistic analysis of a two-cavity finite beam klystron // IEEE Trans. Electron Devices. 1958. Vol. ED-5. P. 306.
220. *Weis A.* Nichtkonventionelle Verfahren elektrischen Energieübertragung // Elektrotechn. Ztschr. 1970. Bd. 22, N 17. S. 403.
221. *Willert-Porada M., Gerdes T., Vodegel S.* Metallo-organic and microwave processing of eutectic $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--ZnO}_2$ ceramics // MRS Symp. Proc. 1994. Vol. 347. P. 563–570.
222. *Willert-Porada M., Gerdes T., Vodegel S.* Metallo-organic and microwave processing of cermets // Ibid. 1992. Vol. 269. P. 206–211.
223. *Wragg J.G., Kaleel M.A., Kim C.S.* Plasma – arc coal chemicals // Coal Process. Technol. 1980. Vol. 6. P. 186–192.
224. *Wroe F.C.R.* Transferring microwave assisted technology to the ceramic industry // MRS Symp. Proc. 1994. Vol. 347. P. S47–S56.

Научное издание

Диденко Андрей Николаевич

СВЧ-ЭНЕРГЕТИКА

Теория и практика

*Утверждено к печати
Ученым советом
Отделения энергетики,
машиностроения,
механики и процессов управления.
Отделом электроэнергетических проблем
Российской академии наук*

Зав. редакцией *Н.А. Степанова*

Редактор *Г.С. Куликов*

; Художник *Ю.И. Духовская*

Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*

Технический редактор *О.В. Аредова*

Корректоры *Г.В. Дубовицкая, Р.В. Молоканова*

Подписано к печати 31.07.2003

Формат 60×90¹/₁₆. Гарнитура Таймс

Печать офсетная

Усл.печ.л. 28,0. Усл.кр.-отт. 28,0. Уч.-изд.л. 28,7

Тираж 700 экз. Тип. зак. 4503

Издательство "Наука"

117997 Москва, Профсоюзная ул., 90

E-mail: secret@naukaran.ru

Internet: www.naukaran.ru

Санкт-Петербургская типография "Наука"

199034 Санкт-Петербург, 9-я линия, 12

ISBN 5-02-002869-X



9 785020 028692

АДРЕСА КНИГОТОРГОВЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ ТОРГОВОЙ ФИРМЫ “АКАДЕМКНИГА” РАН

Магазины “Книга-почтой”

121099 Москва, Шубинский пер., 6; 241-02-52
197345 Санкт-Петербург, ул. Петрозаводская, 7Б; (код 812) 235-40-64

Магазины “Академкнига” с указанием “Книга-почтой”

690088 Владивосток, Океанский пр-т, 140 (“Книга-почтой”); (код 4232) 45-27-91
antoli@mail.ru
620151 Екатеринбург, ул. Мамина-Сибиряка, 137 (“Книга-почтой”); (код 3432)
50-10-03 KNIGA@SKY.ru
664033 Иркутск, ул. Лермонтова, 298 (“Книга-почтой”); (код 3952) 42-96-20
660049 Красноярск, ул. Сурикова, 45; (код 3912) 27-03-90
AKADEMKNIGA@KRASMAIL.RU
220012 Минск, проспект Ф. Скорины, 72; (код 10375-17) 232-00-52, 232-46-52
117312 Москва, ул. Вавилова, 55/7; 124-55-00 akadkniga@voxnet.ru
http://akadkniga.nm.ru
117192 Москва, Мичуринский пр-т, 12; 932-74-79
103054 Москва, Цветной бульвар, 21, строение 2; 921-55-96
113105 Москва, Варшавское ш., 9, Книж. ярмарка на Тульской (5 эт.); 737-03-33,
737-03-77 (доб. 50-10)
630901 Новосибирск, Красный пр-т, 51; (код 3832) 21-15-60 akademkniga@mail.ru
630090 Новосибирск, Морской пр-т, 22 (“Книга-почтой”);
(код 3832) 30-09-22 akdmn2@mail.nsk.ru
142290 Пушкино Московской обл., МКР “В”, 1 (“Книга-почтой”);
(код 277) 3-38-80
443022 Самара, проспект Ленина, 2 (“Книга-почтой”); (код 8462) 37-10-60
191104 Санкт-Петербург, Литейный пр-т, 57 (код 812) 272-36-65 ak@akbook.ru
199164 Санкт-Петербург, Таможенный пер., 2 (код 812) 328-32-11
194064 Санкт-Петербург, Тихорецкий пр-т; 4 (код 812) 247-70-39
199034 Санкт-Петербург, Васильевский остров, 9-я линия, 16;
(код 812) 323-34-62
634050 Томск, Набережная р. Ушайки, 18; (код 3822) 51-60-36
akademkniga@mail.tomsknet.ru
450059 Уфа, ул. Р. Зорге, 10 (“Книга-почтой”); (код 3472) 24-47-74
450025 Уфа, ул. Коммунистическая, 49; (код 3472) 22-91-85

Коммерческий отдел, г. Москва

Телефон 241-03-09

E-mail: akadem.kniga@g 23.relcom.ru

akadkniga@voxnet.ru

Склад, телефон 291-58-87

Факс 241-02-77

*По вопросам приобретения книг
просим обращаться также
в Издательство по адресу:
117997 Москва, ул. Профсоюзная, 90
тел. факс (095) 334-98-59
E-mail: initsiat@naukaran.ru
Internet: www.naukaran.ru*