

# ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

миллиметрового  
и субмиллиметрового  
диапазонов  
волн



# ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

МИЛЛИМЕТРОВОГО  
И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО  
ДИАПАЗОНОВ ВОЛН

Под редакцией академика Н. Д. Девяткова

Scan by Samson



МОСКВА «РАДИО И СВЯЗЬ» 1985

Е. М. Гершензон, М. Б. Голант, А. А. Негирев, В. С. Савельев

Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / Е. М. Гершензон, М. Б. Голант, А. А. Негирев, В. С. Савельев; Под ред. Н. Д. Девяткова. — М.: Радио и связь, 1985. — 136 с. ил.

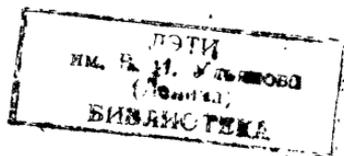
Проанализированы принципиальные трудности, длительное время препятствовавшие созданию ламп обратной волны в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн, и пути их преодоления. Описаны методы изготовления мелкоструктурных замедляющих систем, используемые в этих приборах, в том числе создание многорядных замедляющих систем. Рассмотрены методы отвода теплов в случае характерных для описываемых приборов огромных плотностей потоков мощности в электронных пучках. Подробно изложены вопросы, связанные с созданием электронно-оптических систем, используемых для формирования электронных пучков с очень высокой плотностью тока и малыми поперечными размерами. При этом проанализированы преимущества и недостатки как систем, формирующих сходящиеся, так и систем, формирующих несходящиеся электронные пучки. Рассмотрены методы защиты катодов от ионной бомбардировки. Описаны параметры отечественных и зарубежных ламп обратной волны, проанализирована их связь с рабочей частотой. Большое внимание уделено вопросам, связанным с особенностями применения рассматриваемых генераторов в науке и технике, специфике использования ламп обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. В частности, детально рассмотрены проблемы, решаемые ЛОВ-спектроскопией сверхвысокого разрешения в рассматриваемых диапазонах.

Для научных работников, связанных с исследованием и разработкой радиотехнических устройств СВЧ диапазона.

Табл. 6. Ил. 106. Библиогр. 118 назв.

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук В. А. Солнцев, канд. техн. наук В. А. Савшинский

Редакция литературы по электронной технике



1100

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	4
<b>Глава 1. Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны волн.</b>	
<b>Принцип работы ламп обратной волны</b>	5
1.1. Особенности освоения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн	5
1.2. Лампы обратной волны. Основная область использования. Принцип действия	9
<b>Глава 2. Замедляющие системы</b>	16
2.1. Требования к замедляющим системам ЛОВ миллиметрового диапазона	16
2.2. Выбор типа штыревой системы	18
2.3. Расчет электродинамических характеристик систем встречные штыри и гребенка, выбор основных геометрических размеров	19
2.4. Конструкция замедляющих систем	24
Замедляющие системы типа гребенка	27
Замедляющие системы типа встречные штыри	29
Многорядные штыревые замедляющие системы	31
2.5. Отвод тепла от замедляющей системы	34
<b>Глава 3. Электронно-оптические системы</b>	43
3.1. Требования к электронным пучкам, используемым в ЛОВ МСМ диапазона	43
3.2. Механизм возникновения пульсаций, поперечного сноса, азимутального движения и разброса скоростей электронов при формировании электронного пучка в магнитном поле	48
3.3. Преимущества и недостатки пушек, формирующих сходящиеся и прямолinéйные пучки электронов	70
3.4. Защита катодов от ионной бомбардировки	72
Особенности распределения ионов в толстых и тонких электронных пучках	73
Влияние тепловых скоростей ионов на характер бомбардировки катодов	76
<b>Глава 4. Электрические параметры ЛОВ МСМ диапазона</b>	79
4.1. Параметры ЛОВ миллиметрового диапазона	79
4.2. Перекрытие диапазонов, осваиваемых лазерами и ЛОВ	88
4.3. Параметры ЛОВ субмиллиметрового диапазона	89
<b>Глава 5. Применение ЛОВ МСМ диапазонов. Субмиллиметровая спектроскопия</b>	96
5.1. Особенности применения ЛОВ	96
5.2. ЛОВ-спектроскопия	100
5.3. Субмиллиметровые исследования полупроводников	112
5.4. Перспективы развития ЛОВ-спектроскопии	123
Список обозначений	128
Список литературы	130

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Применение электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн в науке и технике представляется целесообразным из-за их огромной информационной емкости, высокой разрешающей способности устройств для интроскопии и радиолокации, возможности полезного использования особенностей их распространения в различных веществах и средах и взаимодействия с этими веществами и средами.

Однако разработчики при создании электронных приборов и аппаратуры на их основе в этих диапазонах натолкнулись на многие трудности. Оказались необходимыми: разработка новых технологических приемов точного изготовления очень мелких структур, создание электроно-оптических систем, обеспечивающих высокую плотность тока в электронных пучках, решение проблемы отвода тепла в случае тепловых потоков огромной плотности, а также ряда других проблем.

Для освоения любого нового диапазона частот важным является создание источников монохроматических колебаний, непрерывно перекрывающих весь диапазон, причем, чем меньшим числом генераторов удастся это сделать, тем проще создавать необходимую измерительную аппаратуру и тем меньше затраты на ее внедрение.

С точки зрения диапазона перестройки лампы обратной волны (ЛОВ) не имеют конкурентов. Поэтому во многих странах (США, ФРГ, Англии, Франции, Японии и др.) делались попытки по созданию ЛОВ в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Однако только Советскому Союзу удалось создать первую и пока единственную серию ЛОВ малой мощности, непрерывно перекрывающих эти диапазоны волн вплоть до 0,2 мм.

В нашей стране в 60-х годах впервые началось взаимное перекрытие диапазонов, осваиваемых ЛОВ и лазерами.

На основе промышленных ЛОВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов были созданы спектрометры, что позволило развить новую ветвь спектроскопии со сверхвысоким разрешением — ЛОВ-спектроскопию. Спектрометры на их основе на несколько порядков превзошли по характеристикам лучшие зарубежные образцы, основанные на использовании приборов других классов. Коллектив, участвовавший в их разработке, в том числе авторы этой книги, в 1980 г. удостоены Государственной премии СССР.

Читателям, вероятно, будет интересна книга, посвященная ЛОВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн и аппаратуре на этих приборах, которая написана их создателями.

Академик Н. Д. ДЕВЯТКОВ

## Глава 1.

### МИЛЛИМЕТРОВЫЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЙ ДИАПАЗОНЫ ВОЛН. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАМП ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

#### 1.1. ОСОБЕННОСТИ ОСВОЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ ВОЛН

Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны — область длин волн в свободном пространстве от 10 до 0,1 мм<sup>1</sup>, что соответствует области частот от  $3 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  Гц. При этом миллиметровый диапазон ограничивают длинами волн от 10 до 1 мм (частотами от  $3 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{11}$  Гц), субмиллиметровый — длинами волн от 1 до 0,1 мм (частотами от  $3 \cdot 10^{11}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  Гц) [1].

В дальнейшем, когда речь будет идти о миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах без подразделения на конкретные участки, он будет для краткости называться МСМ диапазоном. В области низших частот МСМ диапазон граничит с сантиметровым, а в области верхних — с инфракрасным диапазонами волн (рис. 1.1).

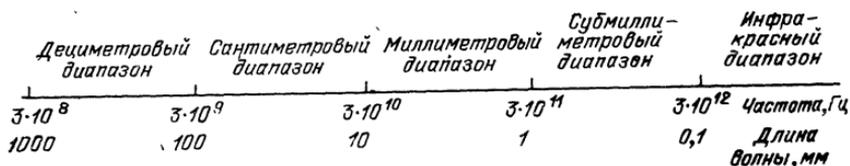


Рис. 1.1. Положение диапазона МСМ на шкалах длин волн и частот

Техника, используемая в диапазонах более длинноволновых и коротковолновых, чем МСМ диапазон, качественно различна. Это связано с тем, что квантовые свойства электромагнитных колебаний, проявляющиеся при взаимодействии их с веществом и заряженными частицами, четко выражены лишь на достаточно высоких частотах. На низких же частотах, наоборот, проявляются почти исключительно волновые свойства. Поэтому в сантиметровом и

<sup>1</sup> Далее в книге для краткости всюду, где упоминаются длины волн без каких-либо дополнительных указаний, подразумеваются длины волн в свободном пространстве  $\lambda$ , связанные с частотой колебаний  $f$  соотношением  $\lambda f = 3 \cdot 10^{10}$  см/с.

более длинноволновых диапазонах безраздельно господствуют классические электродинамика и электроника [3], в инфракрасном и более коротковолновых диапазонах используются (в той мере, в какой речь идет о когерентных колебаниях) качественно иные методы и средства, соответствующие квантовой электронике и оптике.

В технике МСМ диапазона, расположенного на стыке между этими областями, должен, очевидно, произойти постепенный переход от одних технических приемов к другим. При этом характер перехода и мера использования приемов техники более длинноволновых и коротковолновых диапазонов определяются возникающими трудностями. Выявление этих трудностей и путей их преодоления потребовало больших усилий [2].

Диапазон МСМ и особенно его коротковолновая часть (субмиллиметровая) длительное время оставался «белым пятном», в котором отсутствовали какие-либо источники когерентных колебаний.

Создание генераторов когерентных колебаний МСМ диапазона началось в 40-х годах. Первыми удалось создать генераторы в длинноволновой части диапазона. При этом первое время при создании генераторов на все более короткие волны пользовались, хотя и с некоторыми отклонениями, классическими законами линейного моделирования генераторов более длинноволновых диапазонов [3].

Законы линейного моделирования можно сформулировать следующим образом. Если при создании нового электронного прибора, рабочая частота которого смещена по отношению к рабочей частоте моделируемого прибора, все важные с точки зрения электродинамики и электроники размеры изменить пропорционально длине волны, магнитное поле изменить обратно пропорционально длине волны, а рабочие напряжения сохранить неизменными, то токи нового прибора и его параметры окажутся такими же, как у моделируемого, а плотности токов изменятся пропорционально квадрату рабочей частоты. Но далеко продвинуться в МСМ диапазон, используя линейное моделирование, не удалось.

Основную роль здесь сыграли четыре фактора:

— Трудность решения проблем, связанных с уменьшением геометрических размеров и расстояний, а также с ужесточением допусков на эти размеры. Так, например, в средней части сантиметрового диапазона волн ( $\lambda \approx 5$  см) высокочастотный зазор резонаторов и шаг замедляющих систем, точнее, расстояние между ближайшими элементами в этих системах, составляют около 0,6 мм. По законам моделирования в средней части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона они должны уменьшиться соответственно до 60 мкм и 6 мкм.

Допуск на размеры электродинамических структур желательно выбирать равным приблизительно 1% номинального значения [4], что привело бы в данном случае к значениям допусков порядка десятых и сотых долей микрона.

— Возрастание омических высокочастотных потерь с укорочением рабочей длины волны. Оно связано, с одной стороны, с уменьшением глубины проникновения высокочастотных токов в металл, уменьшением глубины скин-слоя, обратно пропорционального  $\sqrt{f}$  ( $f$  — частота колебаний). Так, например, для меди (основного материала, используемого при изготовлении резонаторов и замедляющих систем) глубина скин-слоя при переходе с волны 5 см на волну 0,5 мм уменьшается с 0,85 до 0,085 мкм. Обратно пропорционально глубине скин-слоя возрастают удельные омические потери в металле, что приводит к пропорциональному снижению добротности резонаторов и увеличению потерь на длину волны в замедляющих системах [4].

С другой стороны, с повышением частоты возрастает влияние на потери качества обработки поверхности резонаторов и замедляющих систем. Неровностью поверхности можно пренебречь, если она существенно меньше глубины скин-слоя [4]. Но трудно уменьшить неровность до глубины скин-слоя при приведенной выше его величине для субмиллиметрового диапазона. К тому же полировка поверхности деталей микроскопических размеров, особенно при сложной их форме, затруднена. Поэтому реально потери возрастают гораздо быстрее, чем уменьшается глубина скин-слоя.

— Возрастание плотности тока в электронных пучках. При создании электронных приборов сантиметрового диапазона волн были освоены катоды, обеспечивающие в непрерывном режиме работы плотности токов, не превышающие нескольких А/см<sup>2</sup>. В коротковолновой части МСМ диапазона в соответствии с законами моделирования они должны были бы возрасти до четырех порядков. Положение осложнилось также тем, что при использовании электронных пучков с большой сходимостью в них возникает разброс продольных скоростей, нарушающий нормальную группировку и вызывающий фазовые аберрации, что особенно неблагоприятно влияет на работу приборов при длительном взаимодействии электронов с высокочастотным полем.

— Трудность отвода тепла. В соответствии с законами моделирования плотность потока мощности возрастает пропорционально плотности тока. В то же время при уменьшении геометрических размеров нагреваемых элементов все более затрудняется применение каких-либо систем принудительного охлаждения.

Перечисленные факторы не исчерпывают всех трудностей при освоении МСМ диапазона. Например, для электронных приборов

с магнитной фокусировкой электронного пучка становится сложным обеспечением магнитных полей требуемой напряженности.

С появлением полупроводниковых СВЧ генераторов (ЛПД, диодов Ганна (МПД), транзисторов и др.) начались исследования возможности их создания в МСМ диапазоне. Но эта задача оказалась не менее сложной, чем разработка в этой области вакуумных генераторов. Особенно трудно было для полупроводниковых приборов обеспечить отвод тепла, поскольку уже в сантиметровом диапазоне волн сложно избежать тепловых перегрузок, и они ограничивали повышение уровня мощности этих генераторов. Полупроводники в большинстве случаев характеризуются меньшими, чем у металлов, предельными рабочими температурами (например, предельная рабочая температура меди  $700^{\circ}\text{C}$ , у вольфрама  $2000^{\circ}\text{C}$  [4], а у полупроводников она редко превышает  $100\text{--}200^{\circ}\text{C}$ ), и меньшей теплопроводностью (например, теплопроводность меди составляет  $400\text{ Вт/м}\cdot\text{град}$ , кремния  $167\text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$  и германия  $60,3\text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$  [5]). В результате после проведения большого объема работ, полупроводниковые генераторы успешно работают только в длинноволновой части МСМ диапазона, т. е. в миллиметровом диапазоне волн.

В 1955 г. Н. Г. Басовым, А. М. Прохоровым и Ч. Таунсом был открыт принцип работы квантовых генераторов. Квантовые генераторы начали работать в оптическом диапазоне волн. Постепенно они стали распространяться как в сторону более длинных, так и в сторону более коротких волн.

В МСМ диапазон квантовые приборы, естественно, начали проникать с коротковолновой его части. Здесь энергия квантов наибольшая. Но даже на коротковолновом краю МСМ диапазона энергия квантов на два порядка меньше, чем на длинноволновом краю оптического диапазона. Энергия квантов МСМ диапазона меньше энергии теплового движения атомов и молекул при комнатной температуре: энергия квантов  $hf$  на коротковолновой границе МСМ диапазона составляет  $2\cdot 10^{-21}$  Дж, энергия теплового движения  $3/2 kT$  при комнатной температуре —  $6\cdot 10^{-21}$  Дж. В результате в твердотельных квантовых генераторах, где концентрация ионов достаточно велика, возбуждение колебаний в МСМ диапазоне затрудняется тепловым движением. В квантовых генераторах с малой концентрацией атомов и молекул (таких, как газовые квантовые генераторы) тепловое движение существенной роли не играет, но из-за малой энергии квантов генерация требуемой мощности колебаний связана здесь с трудностью получения необходимого числа возбужденных атомов или молекул в малом объеме, и размеры таких приборов приходится увеличивать, что в ряде случаев ограничивает возможность их применения.

Общие вопросы преодоления трудностей при освоении МСМ диапазона освещены в [3].

## 1.2. ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ. ОСНОВНАЯ ОБЛАСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

При освоении нового диапазона частот одной из первых задач является создание генераторов, позволяющих получить колебания на любой частоте этого диапазона. На основе этих генераторов могут быть созданы различные измерительные системы и устройства для исследования специфики распространения колебаний, взаимодействия их с веществом, для отработки пассивных измерительных приборов. Чем более широкодиапазонны такие генераторы, тем легче можно решать поставленные задачи. Поэтому при освоении МСМ диапазона было отдано предпочтение генераторам на основе электровакуумных приборов СВЧ, так как квантовые генераторы, как уже отмечалось, перестраивать по частоте сложно.

Среди СВЧ генераторов наибольшим диапазоном электрической перестройки частоты (изменением напряжения) обладают ЛОВ. Первые сообщения об этих генераторах появились в [8], а затем было создано несколько серий генераторов, перекрывших весь сантиметровый и дециметровый диапазоны волн. Диапазон перестройки таких генераторов может быть очень большим и составлять октаву или даже несколько октав. Основная трудность для расширения диапазона перестройки сверх октавы — сложность согласования вывода энергии в большом диапазоне [9]. В коротковолновой части СВЧ диапазона, в области, где наиболее применяемым типом СВЧ трактов являются полые волноводы основного сечения (предназначенные для работы на основном типе колебаний), рабочий диапазон генераторов на ЛОВ обычно ограничивают рекомендованным для эксплуатации диапазоном волновода. Но и этот диапазон, как известно [10], очень велик. Широкодиапазонность ЛОВ привлекла к ним особое внимание при освоении МСМ диапазона.

Поскольку в книге речь пойдет о специфике ЛОВ МСМ диапазона, представляется целесообразным кратко описать принцип действия ЛОВ и привести некоторые формулы и количественные соотношения, которые будут в дальнейшем использованы при оценке параметров этих генераторов. Более детально вопросы расчета ЛОВ изложены в [11—13].

Лампа обратной волны представляет собой генератор с длительным взаимодействием пучка электронов с электромагнитной волной (рис. 1.2). Как и в ранее созданных усилителях типа ламп бегущей волны (ЛБВ) [14], электромагнитная волна в ЛОВ распространяется вдоль замедляющей системы, в которой фазовая скорость волны снижается приблизительно до скорости движения электронов, что обеспечивает возможность эффективного длительного взаимодействия электронов с полем волны в замедляющей

системе. Близость механизмов взаимодействия ЛБВ и ЛОВ позволила построить теорию работы этих приборов на общей основе. Важнейшей же отличительной чертой механизма работы ЛОВ является противоположность направлений групповой и фазовой скоростей электромагнитной волны (рис. 1.2). Физическую сущность этого явления можно пояснить на примере широко используемой в ЛОВ замедляющей системы типа «встречные штыри» (рис. 1.3). В этой системе электромагнитная волна распространяется как бы вдоль изогнутой змейкой двухпроводной линии со скоростью  $c$ . Пусть в средней точке 1 первого зазора (рис. 1.3) в некоторый момент времени волна имеет фазу  $\varphi_1$ . Другие точки (поверхности равной фазы) с той же фазой в этот момент удалены от точки 1 первого зазора (если измерять расстояние вдоль змейкообразного зазора) на расстоянии  $n\lambda$  ( $\lambda$  — длина волны в двухпроводной линии,  $n$  — целое число). Можно подобрать фазовую скорость движения  $v_\phi$  по прямой от точки 1 первого зазора к точке 2 второго навстречу волне таким образом, чтобы время этого перемещения  $2L/v_\phi$  равнялось времени перемещения между средними точками зазоров фазы  $\varphi_1$ :  $[n\lambda - (2h + 2L)]/c$ . (Здесь  $h$  — высота штырей замедляющей системы;  $c$  — скорость света в свободном пространстве.) Условие равенства этих времен

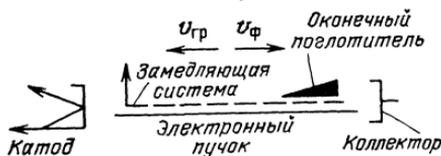


Рис. 1.2. Схема, поясняющая принцип работы ЛОВ

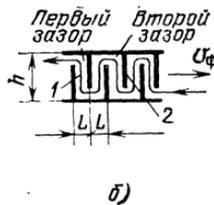
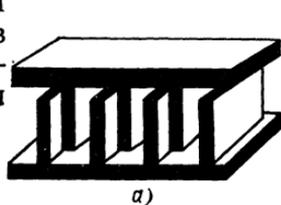


Рис. 1.3. Схема к расчету дисперсионной характеристики замедляющей системы типа встречные штыри

$a$  — участок замедляющей системы;  $b$  — обозначения размеров

приводит к так называемому дисперсионному уравнению ЛОВ, определяющему зависимость фазовой скорости от длины волны:

$$v_\phi/c = 2L/[n\lambda - (2h + 2L)]. \quad (1.1)$$

Случай, когда  $n=1$ , соответствует минус первой пространственной гармонике, на которой работают все ЛОВ. Ее фазовая скорость (абсолютное значение)

$$v_\phi = 2Lc/[\lambda - (2h + 2L)]. \quad (1.2)$$

Значение  $\lambda v_\phi/c$  равняется расстоянию между поверхностями равной фазы, измеренному по прямой вдоль оси замедляющей системы. Это расстояние называют длиной замедленной волны и обозначают  $\Lambda_3$ :

$$\Lambda_3 = \lambda v_\phi/c.$$

Встречные штыри — не единственный тип используемых в ЛОВ замедляющих систем. Широко используются в ЛОВ и некоторые другие: спираль, гребенка, лестница с выступом. Форма этих замедляющих систем и их дисперсионные характеристики сведены в табл. 1.1 (в качестве подробного руководства по замедляющим системам можно рекомендовать [15]). В таблице  $v_{\phi}$  — отрицательная величина.

Отметим, что системы типа спираль и встречные штыри образованы изгибом однородной длинной линии. Именно в ЛОВ с такими системами достигается широкодиапазонность в октаву и более. Системы гребенка, лестница, лестница с выступом представляют собой уже цепочки связанных резонаторов. Их перестройка, хотя и велика (доходит до нескольких десятков процентов средней частоты), но много уже, чем у систем, образованных изгибом однородных длинных линий; в какой-то мере эта их черта отражает специфику любых резонансных систем — относительную узкополосность.

Кратко отметим еще несколько существенных для работы ЛОВ особенностей механизма взаимодействия электронов с СВЧ полем.

Как следует из рассмотрения работы ЛОВ, в ней эффективно взаимодействует с электронным пучком лишь волна, распространяющаяся ему навстречу. Только на обратных волнах при отсутствии отражений (а отражения в ЛОВ нежелательны, так как искажают их рабочие характеристики) осуществляется обратная связь по току, необходимая для возбуждения генерации. Волна, распространяющаяся навстречу пучку (обратная волна), модулирует и группирует электроны, а образующиеся сгустки электронов наводят при своем движении электромагнитное поле в замедляющей системе и отдают ему свою энергию.

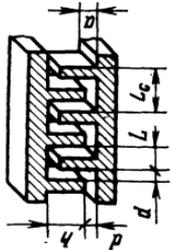
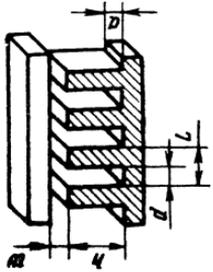
Эффективность взаимодействия электронного пучка с волной характеризуется параметром  $K_c$  — сопротивлением связи. Эффективный энергообмен между электродами и полем волны в ЛОВ происходит только при приблизительном равенстве скорости электронов и фазовой скорости минус первой пространственной гармоники (когда электроны находятся в синхронизме с минус первой пространственной гармоникой). Поэтому существенно знать сопротивление связи минус первой пространственной гармоники. На разных расстояниях от поверхности замедляющей системы сопротивление связи различно. Если обозначить  $K_{cx}$  сопротивление связи на расстоянии  $x$  от поверхности замедляющей системы, то

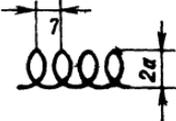
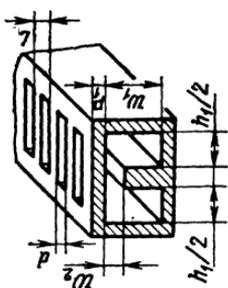
$$K_{cx} = E_{-1x}^2 / (2\beta^2 P), \quad (1.3)$$

где  $E_{-1x}$  — напряженность СВЧ электрического поля минус первой пространственной гармоники на расстоянии  $x$  от поверхности замедляющей системы;  $\beta = \omega / \omega_0 = 2\pi/\lambda_0$  — постоянная распространения минус первой пространственной гармоники;  $P$  — мощность волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы.

Если пучок имеет конечную толщину  $\Delta x$ , то действующее сопротивление связи  $K_c$  получается взвешенным усреднением по толщине пучка. Чем выше  $K_c$ ,

## Основные параметры некоторых замедляющих систем

Тип системы	Схематическое изображение системы	Дисперсионная характеристика	Сопроптивление связи минус первой гармоники у поверхности замедляющей системы
Встречные пластины (штыри)		$\frac{c}{V_\phi} = \frac{2h + 2L - \lambda}{2L}$ <p><math>V_\phi</math> — фазовая скорость минус первой гармоники; <math>2L</math> — шаг системы</p>	$K_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{16 \sin^2 \frac{\beta d}{2}}{(\beta L_c)^2 \beta^2 d a},$ <p>где <math>\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_\phi}</math></p>
Гребенка		$\frac{L}{d} (\gamma_0 h) \operatorname{th} \left[ \frac{\omega}{h} (\gamma_0 h) \right] \approx$ $\approx \frac{\sin^2 \left( \frac{\beta_0 d}{2} \right)}{\left( \frac{\beta_0 d}{2} \right)^2} k h \operatorname{tg} k h,$ <p>где</p> $k = \frac{2\pi}{\lambda}; \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{L}{L_c} + \frac{c}{V_\phi} \right);$ $\gamma_0 = \sqrt{\beta_0^2 - k^2}$	

Тип системы	Схематическое изображение системы	Дисперсионная характеристика	Сопровождение связи минус первой гармоники у поверхности замедляющей системы
Спираль		$\frac{c}{V_{\phi}} = \sqrt{\frac{4\pi^2 a^2 + L^2}{L} - \lambda}$	$K_c = \frac{16,7}{\left(\frac{1}{ka} - 0,923\right)^2} \frac{1}{ka},$ <p>где <math>k = \frac{2\pi}{\lambda}</math></p>
Лестница с выступом (лестница Карпа)		$\begin{aligned} & \operatorname{tg} \left( \frac{\pi h_1}{\lambda} \right) \operatorname{tg} \left( \frac{\pi h_2}{\lambda} \right) = \\ & \frac{L-d}{\omega_1} + 4 \frac{p_1}{d} \sin^2 \left[ \frac{\pi L}{\lambda} \left( \frac{\lambda}{L} + \frac{c}{v_{\phi}} \right) \right] \\ & = \frac{L-d}{\omega_2} + \frac{4p_1}{d} \sin^2 \left[ \frac{\pi L}{\lambda} \left( \frac{\lambda}{L} + \frac{c}{v_{\phi}} \right) \right] \end{aligned}$	—

тем эффективнее взаимодействие между электронами и полем волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы.

Обычно в справочниках приводится сопротивление связи на поверхности замедляющей системы. Для вычисления  $K_{сх}$  и действующего значения  $K_c$  необходимо знать закон изменения  $E_{-1x}$  в зависимости от  $x$ . Значение  $E_{-1x}$  при удалении от поверхности замедляющей системы уменьшается по закону  $\exp(-2\pi x/\Lambda_3)$

$$E_{-1x} = E_{-1} \exp(-2\pi x/\Lambda_3), \quad (1.4)$$

где  $E_{-1}$  — напряженность электрического поля непосредственно у поверхности замедляющей системы\*).

Из (1.3) и (1.4) следует, что сопротивление связи при удалении от поверхности замедляющей системы уменьшается по закону  $\exp(-4\pi x/\Lambda_3)$ , т. е. эффективно взаимодействуют с полем волны лишь электроны, движущиеся в непосредственной близости от поверхности замедляющей системы. Расстояние между электронным пучком и замедляющей системой должно быть тем меньшим, чем короче длина волны в свободном пространстве  $\lambda$  (выше рабочая частота  $f$ ) и чем меньше скорость минус первой пространственной гармоники  $v_\phi$  (чем больше замедление волны  $c/v_\phi$ ).

Сопротивление связи на поверхности замедляющих систем является одним из важнейших их параметров (см. табл. 1.1).

Отражение волн от концов замедляющей системы приводит к появлению резонансов и сужению диапазона. Диапазон перестройки как бы разбивается на ряд дискретных полос. Для широкодиапазонных генераторов — это недостаток, и, чтобы его избежать, отражения устраняют согласованием замедляющей системы на коллекторном конце — вводят согласованный оконечный поглотитель (рис. 1.2). Вывод энергии осуществляется с ближайшего к катоду конца замедляющей системы. Его также по возможности хорошо согласуют с передающим СВЧ трактом, чтобы снизить отражения от конца замедляющей системы. Впрочем, для ЛОВ МСМ диапазона, особенно для его коротковолновой части, из-за больших активных потерь в замедляющих системах резонансные явления при наличии отражений на концах ослабляются, что позволяет снизить требования к качеству согласования замедляющих систем.

Важным параметром ЛОВ является пусковой ток  $I_n$  — минимальный ток электронного пучка, с которого начинается генерация. При пренебрежимых потерях в замедляющей системе, а также при малом влиянии пространственного заряда на группировку электронов [12]

$$I_n = U / (8,2 K_c N^3), \quad (1.5)$$

где  $N$  — электрическая длина замедляющей системы  $N = \mathcal{L}/\Lambda_3$  ( $\mathcal{L}$  — геометрическая длина замедляющей системы);  $U$  — постоянная составляющая скорости

\* Закон спада поля с удалением от замедляющей системы зависит от формы ее поверхности, и (1.4) строго лишь для плоских замедляющих систем с однорядной периодической структурой. Но им удобно также пользоваться для оценки  $E_{-1x}$  в непосредственной близости от поверхности замедляющих систем и других форм.

электронов,  $B$ ;  $K_c$  — усредненное по сечению электронного пучка сопротивление связи.

Из-за трудности создания и фокусировки очень тонкие электронные пучки в ЛОВ МСМ диапазона занимают всю область, где СВЧ поле еще обеспечивает существенную модуляцию электронов и отбор энергии у сгустков.

При использовании (1.5) для количественных оценок следует иметь в виду, что для ЛОВ МСМ диапазона предположение о малом влиянии пространственного заряда на группировку обычно выполняется. Что же касается влияния активных потерь, которым можно пренебречь в замедляющей системе, то это предположение почти никогда не выполняется в МСМ диапазоне, и соответствующие оценки необходимо корректировать. Корректировку можно произвести с помощью графиков на рис. 1.4, на котором показана зависимость пускового значения параметра усиления Пирса  $C_n$  (см. далее), пропорционального  $I_n^{1/3}$ , от активной электрической длины замедляющей системы. Из рис. 1.4 видно, в частности, что рабочую длину замедляющей системы целесообразно увеличивать для снижения пускового тока только до тех пор, пока общие потери в замедляющей системе не превышают приблизительно 60 дБ.

Рабочий ток ЛОВ  $I_p$  выбирается обычно в пределах

$$2 \leq I_p / I_n \leq 6. \quad (1.6)$$

При меньшем токе КПД снижается и работа ЛОВ становится неустойчивой. При большем токе ухудшается качество спектра выходного сигнала генератора.

Коэффициент полезного действия является одним из важнейших параметров генераторов. Однако достоверность любых методов расчета КПД применительно к ЛОВ МСМ диапазона, особенно в коротковолновой части, очень невелика. Это связано с тем, что на значение КПД очень большое влияние оказывают активные потери в замедляющей системе, ее однородность, качество электронно-оптической системы, отражения волны в замедляющей системе и другие факторы. Строгая же оценка этих факторов практически невозможна, когда условия изготовления приборов близки к пределам технологических возможностей, когда приходится снижать магнитные поля для облегчения массы фокусирующих магнитных систем, уменьшать рабочие плотности тока для облегчения условий работы катодов и т. д. Поэтому при оценке КПД в основном пользуются данными эксперимента. Работу по повышению КПД проводят на основе

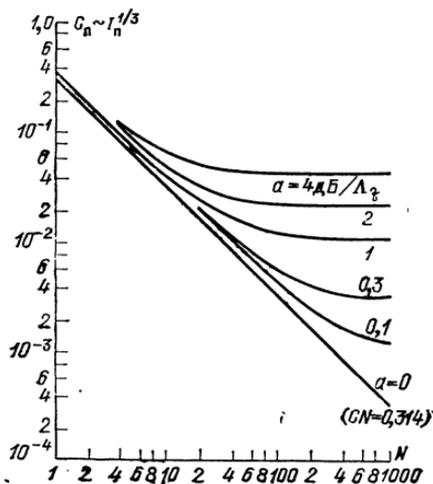


Рис. 1.4. Графики пусковых условий в ЛОВ в зависимости от электрической длины системы  $N$  и удельных омических потерь  $\alpha$  [21]

таких очевидных общих соображений (находящих отражение в любых методах расчета), как целесообразность увеличения параметра усиления Пирса  $C$

$$C = (K_c I_p / 4U)^{1/3}, \quad (1.7)$$

снижения активных потерь в замедляющей системе, уменьшения разброса скоростей электронов в пучках, обеспечения прохождения электронов в области, где велика амплитуда электрического поля волны, распространяющейся по замедляющей системе.

## Глава 2.

### ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

#### 2.1. ТРЕБОВАНИЯ К ЗАМЕДЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ ЛОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Замедляющая система является одним из основных элементов ЛОВ. Основные параметры ЛОВ — диапазон электронной перестройки частоты и выходная мощность — определяются, в первую очередь, электродинамическими характеристиками системы: ее дисперсионными свойствами, сопротивлением связи и потерями СВЧ энергии.

Тип замедляющей системы определяет конструктивные особенности всего прибора и его основных узлов (вывода энергии, электронной пушки, вакуумной колбы и др.). Поэтому выбор наиболее рациональной замедляющей системы — первостепенная задача при создании ЛОВ, особенно работающих в коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах. Объясняется это тем, что в этих диапазонах геометрические размеры элементов периодической структуры системы становятся столь малыми, что практически большинство типов замедляющих систем реализовать нельзя. Поэтому простота конструкции становится определяющим критерием при выборе типа замедляющей системы и ее изготовлении. Следует отметить, что понятие простоты конструкции и технологии изготовления являются относительными, так как при их определении обычно исходят из существующего к данному моменту уровня развития технологической базы. С развитием технологической базы (особенно направленным на решение конкретной задачи изготовления замедляющих систем) совершенствуется и процесс изготовления системы и она становится простой по конструкции и технологии изготовления.

Замедляющая система должна удовлетворять следующим требованиям: обладать высокой устойчивостью к большим тепловым нагрузкам; обеспечивать высокую эффективность взаимодействия электронов с СВЧ полем и иметь достаточно большое поперечное

сечение пространства взаимодействия; СВЧ потери в системе должны быть минимальными; тип системы должен позволять достаточно просто изготавливать такие элементы, как вывод энергии, оконечная нагрузка и т. п. На современном уровне развития технологии из большого числа известных замедляющих систем перечисленным требованиям наилучшим образом удовлетворяют си-

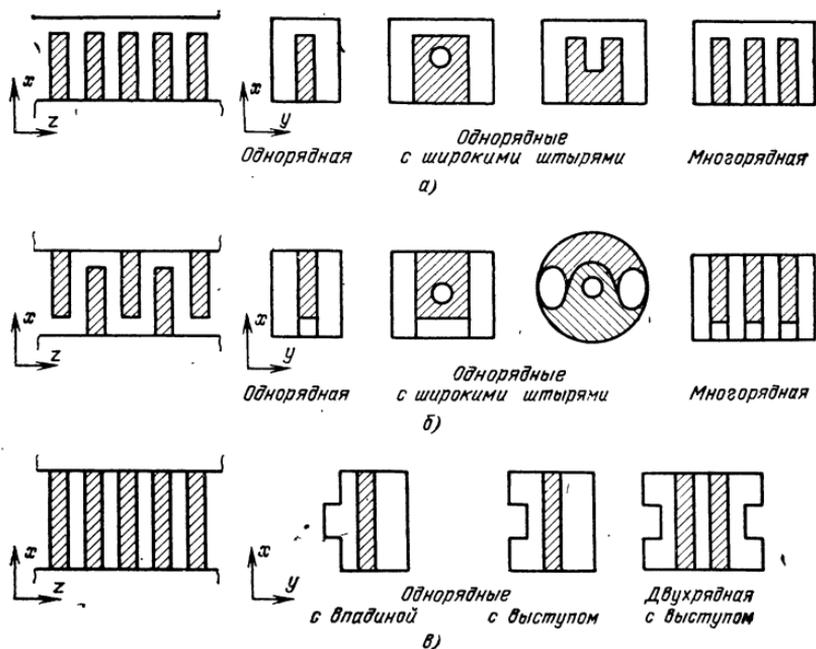


Рис. 2.1. Некоторые типы штыревых замедляющих систем

а — системы типа штыревая гребенка, б — системы типа встречные штыри, в — система типа штыревая лестница

стемы штыревого типа. На рис. 2.1 показаны некоторые типы штыревых замедляющих систем.

В замедляющих системах штыревого типа хороший теплоотвод и малые СВЧ потери обеспечиваются благодаря тому, что системы могут изготавливаться из материала с высокой тепло- и электропроводностью и могут крепиться непосредственно на охлаждаемых частях лампы. Сравнительная простота изготовления систем достигается благодаря простой конфигурации элементарных ячеек замедляющей структуры, представляющих собой щели, прорезанные в металлических пластинках или брусках. Эффективность взаимодействия электронов с СВЧ полем повышается с расширением поперечного сечения пространства взаимодействия при применении многорядных штыревых систем. Обширный класс систем

штыревого типа позволяет почти во всех практически важных случаях выбрать систему с необходимыми электродинамическими характеристиками.

## 2.2. ВЫБОР ТИПА ШТЫРЕВОЙ СИСТЕМЫ

Среди замедляющих систем штыревого типа не все системы могут быть использованы в ЛОВ, работающих в коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах. В настоящее время применяются лишь системы типа гребенка и встречные штыри. Преимущество этих систем перед другими обусловлено не какими-то особыми электродинамическими качествами, а их хорошей теплоустойчивостью и сравнительной простотой изготовления.

Используя данные работ [12, 15—18] по исследованию штыревых систем, можно сделать следующие выводы:

1. С точки зрения ширины рабочей полосы частот, эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полем и потерь наиболее выгодна для использования в ЛОВ малой мощности система встречные штыри. Недостаток этой системы — меньшие примерно в 2 раза в сравнении с системами гребенка геометрические размеры (шаг, толщина штырей). Поэтому в тех диапазонах длин волн, где технологически оказывается возможным изготовить систему встречные штыри необходимых размеров, замедляющую систему ЛОВ малой мощности наиболее целесообразно выполнять на этой системе;

2. В коротковолновой части субмиллиметрового диапазона, когда становится практически невозможно изготовить систему встречные штыри, используют систему гребенка. Применение этой системы позволяет создать ЛОВ на волны примерно вдвое более короткие, чем с системой встречные штыри.

Эти же системы используют и в ЛОВ повышенной мощности (десятки ватт в длинноволновой части миллиметрового диапазона и единицы ватт в коротковолновой части миллиметрового и длинноволновой части субмиллиметрового диапазонов);

3. Для повышения выходной мощности ЛОВ с штыревой замедляющей системой нужно расширять поперечное сечение пространства взаимодействия увеличением ширины штырей или увеличением числа рядов системы (многорядная система);

4. Для повышения эффективности взаимодействия электронного пучка с СВЧ полем замедляющей системы необходимо использовать более «прозрачные» системы, т. е. системы, в которых отношение площади поперечного сечения пространства взаимодействия к части площади поперечного сечения замедляющей системы, непрозрачной для электронов, максимально.

### 2.3. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМ ВСТРЕЧНЫЕ ШТЫРИ И ГРЕБЕНКА, ВЫБОР ОСНОВНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Дисперсионные свойства замедляющей системы, сопротивление связи и значение СВЧ потерь являются основными электродинамическими характеристиками системы, которые определяют выходные параметры ЛОВ. Существует целый ряд работ [12, 15—18], посвященных методам расчета электродинамических характеристик систем встречные штыри и гребенка, пользуясь которыми можно определить и выбрать геометрические размеры системы, необходимые для работы ЛОВ в том или ином участке МСМ диапазона.

Следует отметить, что если расчет дисперсионных характеристик замедляющей системы дает вполне пригодные для практики результаты, то расчет сопротивления связи и СВЧ потерь систем субмиллиметрового диапазона в основном носит качественный характер, позволяющий судить лишь о характере и направлении изменения того или иного размера системы. Окончательно значения размеров определяются в ходе эксперимента. Это обстоятельство связано с тем, что на предельно коротких волнах размеры элементов периодической структуры системы и допуски на их изготовление становятся

столь малыми (например, шаг замедляющей системы  $L \approx 20$  и  $\Delta L \approx 0,2$  мкм), а их число настолько большим (например, около тысячи штырей в многорядной штыревой гребенке), что 100%-ный контроль точности изготовления каждого элемента системы становится или практически невозможным или экономически невыгодным. Поэтому размеры элементов каждой конкретно изготовленной замедляющей системы лишь

в среднем соответствуют заданным значениям. Существующий разброс геометрии элементов системы и качества их поверхности мало влияет на дисперсионные свойства системы и в значительной степени на сопротивление связи и СВЧ потери.

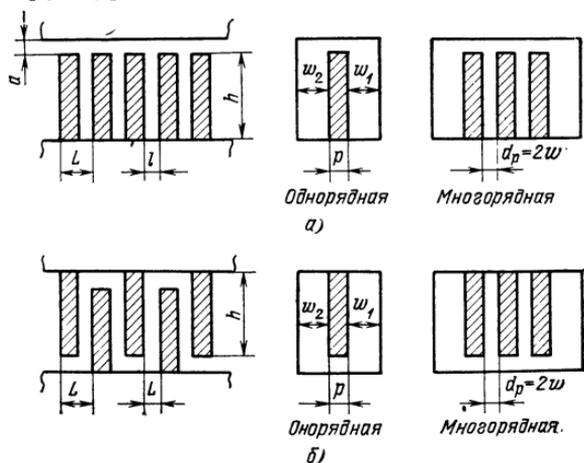


Рис. 2.2. Обозначения геометрических размеров замедляющих систем гребенка (а) и встречные штыри (б)

Основные геометрические размеры периодической структуры штыревых замедляющих систем определяются необходимыми дисперсионными свойствами системы, которые описываются следующими приближенными уравнениями (обозначения см. на рис. 2.2):  
для системы встречные штыри

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\Phi}{2} = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \frac{K(\pi - \varphi)}{K(\varphi)}; \quad (2.1)$$

для системы гребенка

$$\Phi \operatorname{tg} \Phi = \frac{\varphi h \operatorname{th}(\varphi a/L)}{2 \sin(\varphi/L) p M_0^2 K(\varphi)}, \quad (2.2)$$

где  $\Phi = 2\pi h/\lambda$ ;  $\varphi$  — фазовый угол основной пространственной гармоники волны на период структуры  $L$ ;  $K(\varphi)$  — волновое сопротивление многопроводной линии;  $h$  — высота штырей;  $a$  — расстояние до верхней стенки волновода замедляющей системы гребенка;

$$M_0 = \sin\left(\varphi \frac{l}{2L}\right) / \left(\varphi \frac{l}{2L}\right);$$

для однорядной системы

$$\frac{1}{K(\varphi)} = 2 \frac{p}{l} \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{L-l}{L} M_0 \left[ \operatorname{cth}\left(\varphi \frac{\omega_1}{L}\right) + \operatorname{cth}\left(\varphi \frac{\omega_2}{L}\right) \right] \sin\left(\varphi \frac{L-l}{L}\right) / \left(\varphi \frac{L-l}{L}\right); \quad (2.3)$$

для многорядной системы

$$\frac{1}{K(\varphi)} = 2 \frac{p}{l} \sin \frac{\varphi}{2} + 2 \frac{L-l}{L} M_0 \operatorname{th}\left(\varphi \frac{\omega}{L}\right) \sin\left(\varphi \frac{L-l}{L}\right) / \left(\varphi \frac{L-l}{L}\right); \quad (2.4)$$

здесь  $l$  — расстояние между двумя соседними штырями,  $\omega$  — расстояние от штырей системы до боковых стенок волновода.

Для ориентировочных расчетов однорядных систем с широкими штырями ( $p/L > 1$ ) и многорядных систем с близко расположенными рядами ( $\omega/L \ll 1$ ) удобно пользоваться более простыми выражениями:

для системы встречные штыри

$$c/v \approx \lambda/2L - (h+L)/L, \quad (2.5)$$

для системы гребенка

$$c/v \approx \lambda/L - \sqrt{lh/La}. \quad (2.6)$$

Указанные, хотя и приближенные, выражения позволяют с достаточной для практики точностью рассчитать дисперсионные характеристики замедляющих систем и определить необходимые размеры элементов периодической структуры.

Так, например, система встречные штыри для ЛОВ, работающей на волнах до  $\lambda=0,5$  мм, при напряжении не более 4000 В должна иметь  $L \approx 0,025$  и  $h \approx 0,06$  мм. Система гребенка для ЛОВ, работающей до  $\lambda=0,2$  мм, при напряжении не более 6000 В должна иметь  $L \approx 0,026$  и  $h \approx 0,038$  мм.

Для более точных расчетов можно использовать результаты работ [17, 18], в которых для практически возможных вариантов систем встречные штыри и гребенка приведены табличные данные численного расчета на ЭВМ дисперсионных характеристик, сопротивления связи и СВЧ потерь.

Обычно шаг периодической структуры  $L$ , высота штырей  $h$  и зазор между штырями и верхней стенкой волновода  $a$  определяются из дисперсионных уравнений, исходя из заданных рабочих напряжений ЛОВ и диапазона генерируемых частот. Зазор между штырями  $l$ , ширину штырей  $p$  и расстояние между рядами  $d_p$  (в многорядной системе) выбирают исходя из соображений достижения максимального сопротивления связи и минимального значения СВЧ потерь.

Из работ [12, 15—18], посвященных исследованию замедляющих систем встречные штыри и гребенка, следует ряд простых и общих закономерностей, на основе которых без проведения точных расчетов могут быть выбраны достаточно правильно размеры  $l$ ,  $p$  и  $d_p$ .

Аналогично обычным волноведущим линиям передачи, при увеличении зазора между штырями  $l$  уменьшаются СВЧ потери в системе. Сопротивление связи штыревой системы при изменении зазора  $l$  изменяется примерно пропорционально  $\left[ \sin \left( \varphi \frac{l}{2L} \right) \right]^2 / \varphi \frac{l}{2L}$

и достигает максимума при  $\varphi \frac{l}{2L} \approx 1,16$ . Так как в ЛОВ МСМ

диапазона с системой встречные штыри рабочий диапазон значений  $\varphi=0,8-0,9\pi$ , а с системой гребенка  $\varphi=1,6-1,8\pi$ , то из сказанного следует, что оптимальный зазор между штырями  $l$  должен быть для систем встречные штыри  $l \approx 0,8L$  и для систем гребенка  $l \approx (1/2)L$ . Так как при увеличении зазора уменьшается толщина штырей, то окончательный выбор значения  $l$  будет определяться их механической прочностью и теплоустойчивостью.

Как следует из общего выражения для сопротивления связи [15]

$$K_c = E^2 / (2\beta^2 P) = E^2 / (2\beta^2 W_{гр}),$$

при уменьшении ширины штырей уменьшается запасенная на единицу длины замедляющей системы энергия СВЧ поля  $W$  и соответственно увеличивается сопротивление связи системы.

Следовательно, в замедляющих системах ЛОВ МСМ диапазона необходимо максимально уменьшать ширину штырей  $p$ . Окончательный выбор размера  $p$ , так же как и в предыдущем случае, будет определяться условиями механической и тепловой устойчивости тонких штырей. Минимально возможная ширина штырей определяется также формой и размерами пространства взаимодействия электронного пучка с СВЧ полем.

Так, в системах штыревая гребенка и встречные штыри для однорядной конструкции с широкими штырями (см. рис. 2.1а, б) минимально возможная ширина штырей ограничена шириной электронного пучка. В многорядных штыревых системах такого ограничения нет и ширина штырей принципиально может быть сколь угодно малой и, следовательно, сопротивление связи таких систем больше. При выборе расстояния между рядами  $d_p$  в многорядных системах необходимо учитывать следующее. Если минимальный размер поперечного сечения канала, в котором проходит электронный пучок большой плотности (десятки и сотни ампер на квадратный сантиметр) достаточно узок (см. гл. 3) и не превышает некоторого значения  $d_{\text{крит}}$ , то воздействие ионной бомбардировки в течение сотен часов практически не будет сказываться на работе высокоэмиссионных катодов, применяемых в коротковолновых ЛОВ. Отсюда следует, что расстояние между рядами должно удовлетворять следующему неравенству

$$d_p < d_{\text{крит}}. \quad (2.7)$$

Но размер  $d_p$  должен быть таким, чтобы максимально эффективно использовался заданный ток электронного пучка. Поэтому значение  $d_p$  можно определить также следующим образом.

Пусть электронный пучок, имеющий в поперечном сечении размеры  $x_n \times y_n$  ( $x_n$  — ширина пучка,  $y_n$  — высота), падает на вход многорядной системы, состоящей из  $n$  рядов, толщина которых  $p$ , а расстояние между ними  $d_p$ .

Тогда, очевидно,  $n \approx x_n / (d_p + p)$  и можно положить, что эффективность взаимодействия  $K_c$  [12] пропорциональна

$$K_c \sim \frac{x_n}{2\omega + p} 2 \int_0^{y_n} \int_0^{\omega} E_z^2 j dx dy, \quad (2.8)$$

здесь  $\omega = d_p/2$ ;  $j$  — плотность тока электронного пучка, проходящего между рядами;  $E_z \sim \text{ch}(\beta x_n) / \text{ch}(\beta \omega)$ .

Если считать  $j = \text{const}$  по сечению пучка, то для (2.8)

$$K_c \sim \frac{x_n y_n}{2\beta(2\omega + p)} \frac{2\beta\omega + \text{sh}(2\beta\omega)}{\text{ch}^2(\beta\omega)}. \quad (2.9)$$

Максимум выражения (2.9) будет определять оптимальное расстояние между рядами  $d_{\text{opt}}$ . Из (2.9), в частности, следует, что при бесконечном уменьшении толщины рядов  $\rho$  значение  $d_{\text{opt}}$  стремится к нулю, а при увеличении  $\rho$  растет, достигая значения, определяемого равенством  $d_{\text{opt}} \approx 0,4\Lambda_3$  ( $\Lambda_3 = \lambda/(c/v_\phi)$ ).

Из-за имеющихся пульсаций электронов в пучке в слое пучка толщиной  $\Delta$ , примыкающего к системе, плотность тока не постоянна, а изменяется примерно линейно с расстоянием (см. гл. 3). В соответствии с (2.8) это также должно влиять на значение  $d_{\text{opt}}$ . Для приближенной оценки влияния пульсаций положим, что непосредственно у системы в слое толщиной  $\epsilon = \Delta/2$   $j \approx 0$ , а в остальном пространстве  $j = j_0 \neq 0$ .

В этом случае (2.8) будет иметь следующий вид:

$$K_c \sim \frac{x_n y_n}{2\beta(2w + \rho)} \frac{[2\beta(w - \epsilon) + \text{sh}(2\beta(w - \epsilon))]}{\text{ch}^2(\beta w)}. \quad (2.10)$$

Из (2.10) следует, что наличие пульсаций также приводит к увеличению  $d_{\text{opt}}$ . Например, если  $\rho \approx 0,025 - 0,03$  мм, то при  $\epsilon = 0$   $d_{\text{opt}} \approx 0,3\Lambda_3$ ; при  $\epsilon = 0,003$  мм  $d_{\text{opt}} \approx 0,43\Lambda_3$  и при  $\epsilon = 0,005$  мм  $d_{\text{opt}} \approx 0,5\Lambda_3$ .

Так как зависимость для  $K_c$  резко убывает при уменьшении  $d_p$  (от положения оптимума) и, наоборот, медленно изменяется при увеличении  $d_p$ , то, очевидно, учитывая (2.7), необходимо выбирать расстояние между рядами такое, чтобы

$$d_{\text{opt}} \leq d_p < d_{\text{кр}},$$

где  $d_{\text{кр}}$  — максимальное расстояние между рядами системы — определяется необходимостью предотвращения ионной бомбардировки катода.

Например, в ЛОВ на волну 0,5 мм с рабочим напряжением не более 4000 В  $d_{\text{opt}} \approx 0,04$  мм,  $d_{\text{кр}} \approx 0,08$  мм, и, следовательно, при выборе расстояния между рядами многорядной системы  $d_p$  нужно, чтобы  $0,04 \leq d_p < 0,08$  мм.

Как уже указывалось, при переходе ко все более коротким длинам волн все большее влияние на работу ЛОВ оказывают СВЧ потери в замедляющей системе, которые на предельно коротких волнах в основном и определяют необходимую длину замедляющей системы.

Из рассмотрения результатов работ по линейной теории ЛОВ [19, 20] для пусковых условий ЛОВ при наличии потерь в замедляющей системе можно получить следующее приближенное выражение  $(CN)_{\text{пуск}} \approx 0,314 + 1,1 \cdot 10^{-2}L$ , где  $L$  — полные СВЧ потери в замедляющей системе, дБ;  $C = (I_n K_c / 4U)^{1/3}$  — параметр усиления (по Пирсу);  $N = \mathcal{L} / \Lambda_3$  ( $\mathcal{L}$  — геометрическая длина системы;  $\Lambda_3$  — длина волны в замедляющей системе).

Из этого соотношения следует, что

$$C \approx 0,314/N + 1,1 \cdot 10^{-2}L/N \quad \text{или} \quad C \approx 0,314/N + 1,1 \cdot 10^{-2}\alpha_n, \quad (2.11)$$

где  $\alpha_n = L/N$  — удельные СВЧ потери.

То есть пусковой ток ЛОВ с увеличением длины замедляющей системы вначале уменьшается, а затем стремится к некоторому постоянному значению, определяемому выражением  $C \approx 1,1 \cdot 10^{-2} \alpha_n$ .

Указанная закономерность позволяет однозначно определить оптимальную длину замедляющей системы ЛОВ, предназначенной для работы на предельно коротких волнах субмиллиметрового диапазона. Оптимальная длина системы обеспечивает минимальные пусковой ток и длину системы и определяется из выражения (2.11) как то наименьшее значение  $N$ , при дальнейшем увеличении которого пусковой ток почти не меняется.

Для расчета оптимальной длины системы необходимо знать значение удельных СВЧ потерь  $\alpha_n$ . В длинноволновых диапазонах оно обычно определяется экспериментально. В виду трудности экспериментального определения величины потерь на предельно коротких волнах приходится пользоваться расчетными значениями потерь, которые, например, приведены в виде табличных данных для систем гребенка и встречные штыри в работах [17, 18]. Расчетные значения следует уточнять, пользуясь экспериментальными данными, полученными при измерении СВЧ потерь в аналогичных системах в ближайшем соседнем длинноволновом диапазоне.

Так как в ЛОВ субмиллиметрового диапазона входная мощность электронного пучка может достигать нескольких сотен ватт, то в тех случаях, когда возможно значительное осаждение электронного пучка на штыри замедляющей системы (при юстировке ЛОВ, при экспериментальных исследованиях и т. п.), необходимо при расчете СВЧ потерь в системе учитывать возрастание омического сопротивления материала штырей ввиду повышения их температуры. В некоторых режимах работы ЛОВ это повышение может быть весьма значительным. Так, при увеличении температуры штырей системы (изготовленной из меди) до 300°C сопротивление возрастает почти в 2 раза.

В качестве примера для представления о порядках величин возможных СВЧ потерь в замедляющей системе ЛОВ субмиллиметрового диапазона в

Таблица 2.1

$\gamma/\pi$	$\alpha_n$	$L$ , дБ
0,1	0,025	15
0,2	0,05	30
0,3	0,1	60
0,4	0,2	120

табл. 2.1 приведены расчетные значения удельных  $\alpha_n$  и общих  $L$  потерь для системы гребенка в диапазоне длин волн около 0,2 мм. Оптимальная геометрическая длина замедляющей системы в данном случае  $L_{opt} \approx 600L$ . Как видно, СВЧ потери в замедляющих системах ЛОВ субмиллиметрового диапазона могут достигать весьма больших значений.

## 2.4. КОНСТРУКЦИЯ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Прежде чем переходить к вопросам конструкции замедляющих систем, необходимо сказать несколько слов о том огромном значении, которое имеют вопросы конструирования любых элементов приборов, работающих в

коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметровом диапазонах, и кратко сформулировать некоторые общие специфичные для столь коротких волн требования, предъявляемые к принципам конструирования и методам изготовления этих элементов.

Как можно видеть из работ [21—25], посвященных вопросам разработки электровакуумных генераторов в МСМ диапазонах, их создание в этих диапазонах связано было прежде всего с решением ряда сложных конструктивных задач. Успехи, достигнутые к настоящему времени, прежде всего определились новыми принципами конструирования приборов и их элементов.

Возникающие на этом пути трудности могут свести на нет казалось бы неоспоримые преимущества того или иного прибора, и, наоборот, принципиально новое решение конструктивных задач может поставить в ряд перспективных приборы, которые до этого с точки зрения теории казались неперспективными.

Возрастание конструктивных трудностей по мере укорочения рабочей длины волны приводит к снижению мощности классических электронных СВЧ генераторов и усилителей и во многих случаях определяет искусственный предел для укорочения длины волны генерируемых или усиливаемых колебаний.

По мере прогресса в вопросах конструирования эта граница все более отодвигается.

Так, в 1958 году предельной (граничной) представлялась длина волны  $\lambda_{гр} \approx 3$  мм, в 1959 году —  $\lambda_{гр} \approx 2$  мм и, наконец, в 1960—61 гг. —  $\lambda_{гр} \approx 1—0,5$  мм.

Однако успехи в решении конструктивных задач, достигнутые разработчиками приборов, все время сдвигали эту границу и в настоящее время о такой границе не идет речь не только в миллиметровом, но и во всем субмиллиметровом диапазоне.

Одним из основных факторов, способствовавших продвижению во все более коротковолновые диапазоны, были успехи в создании мелкоструктурных замедляющих систем, достигнутые в работах [25, 26, 27].

Прежде чем перейти к обсуждению описанных в указанных работах конструкций замедляющих систем, рассмотрим вопрос о необходимой точности изготовления замедляющих систем.

Размеры элементов замедляющих систем в коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах могут составлять десятки (а в некоторых случаях и единицы) микрон. Соответственно возрастают требования к абсолютной точности изготовления замедляющих систем.

Требования к точности повторения размеров элементарных ячеек при переходе от одной замедляющей системы к другой относительно невелики, так как изменение этих размеров приводит главным образом лишь к некоторому смещению рабочего диапазона длин волн, что для широкодиапазонных приборов, как правило, не очень существенно. Напротив, требования к точности повторения размеров ячеек в пределах одной замедляющей системы чрезвычайно существенны, так как ими определяются такие важ-

ные характеристики системы и прибора, как СВЧ потери, сопротивление связи, изрезанность кривой выходной мощности по диапазону и др.

В настоящее время в теории замедляющих систем пока отсутствуют достаточно общие и четкие представления о характере явлений в замедляющих системах с неоднородными по геометрии элементарными ячейками периодической структуры. Однако существует целый ряд работ [28—31], в которых дается приближенная оценка влияния различных неоднородностей в замедляющей системе на ее характеристики.

Анализ результатов этих работ позволяет сделать следующие полезные для практики изготовления замедляющих систем выводы:

в среднем значения допустимых (не оказывающих существенного влияния на параметры системы) погрешностей при изготовлении элементов периодической структуры системы должно составлять 1—2%;

с уменьшением параметра усиления Пирса  $C$  точность изготовления замедляющей системы необходимо увеличивать;

наибольшее влияние на характеристики системы случайные неоднородности оказывают при приближении к полосе запираания системы;

периодически расположенные по длине системы регулярные неоднородности приводят к появлению на дисперсионной кривой системы участков разрыва частотной характеристики. Параметры замедляющей системы в этом случае аналогичны параметрам соответствующей многопериодической системы [15].

Исходя из того, что для обеспечения оптимальных параметров в ЛОВ субмиллиметрового диапазона необходимо, чтобы погрешности при изготовлении элементов периодической структуры замедляющей системы не превышали 1—2%, можно оценить допуски на размеры для конкретных систем. Например, для системы встречные штыри на волну  $\lambda=0,5$  мм с  $L=0,025$  мм и  $h=0,06$  мм нужно, чтобы  $\Delta L \leq 0,5$  мкм и  $\Delta h \leq 1$  мкм.

Не менее важными, чем требования по точности изготовления, являются и требования, предъявляемые к качеству обработки поверхности периодической структуры, которое определяет величину СВЧ потерь в замедляющей системе. Если в длинноволновой части миллиметрового диапазона (не говоря уже о сантиметровом) потери в замедляющей системе играют второстепенную роль и их зачастую не принимают во внимание, то в коротковолновой части миллиметрового, а тем более в субмиллиметровом диапазонах, потери — одна из главных причин, препятствующих продвижению ЛОВ во все более коротковолновые диапазоны.

Как известно из обычных для СВЧ техники требований, для получения минимальных СВЧ потерь высота микронеровностей

$\Delta R$  поверхностей электродинамических систем должна быть менее толщины скин-слоя в металле  $\Delta_m$ . Для электродинамических систем, выполненных из меди,  $\Delta_m \approx 60 \sqrt{f}$  ( $\Delta_m$ , мм;  $f$ , Гц). Отсюда следует, что чистота обработки поверхностей элементов периодической структуры замедляющих систем субмиллиметрового диапазона должна быть такой, чтобы высота микронеровностей на длине волны  $\lambda = 0,5$  мм была  $\Delta R < 0,08$  мкм, на  $\lambda = 0,2$  мм  $\Delta R < 0,05$  мкм.

Рассмотрим различные пути изготовления применяемых в ЛОВ МСМ диапазона мелкоструктурных замедляющих систем с высокими точностями изготовления элементов периодической структуры и хорошим качеством обработки их поверхности.

### Замедляющие системы типа гребенка

Во многих ЛОВ МСМ диапазона [32] используют однорядную замедляющую систему гребенка с широкими штырями (см. рис. 2.1а).

В замедляющих системах ЛОВ повышенной мощности миллиметрового диапазона для прохождения электронного пучка имеется цилиндрический канал, образованный круглыми отверстиями в штырях системы. В системах ЛОВ малой мощности миллиметрового диапазона и в системах ЛОВ субмиллиметрового диапазона пролетный канал — прямоугольный, образованный щелью, прорезанной в верхней части штырей. Применение в системах двух типов пролетных каналов обусловлено следующими причинами.

В рассматриваемых ЛОВ электронная пушка позволяет формировать электронный пучок с минимальным диаметром  $d_n \approx \approx 0,06$  мм. Так как оптимальный диаметр пролетного канала ( $d_k$ ) приближенно определяется неравенством  $d_n \leq d_k \leq 0,4\lambda_z$ , то при заданном, ограниченном снизу диаметре пучка  $d_n$  указанное неравенство будет определять область длин волн, в которой целесообразно применять в системе цилиндрический пролетный канал.

При замедлениях  $c/v \approx 6-7$ , соответствующим рабочим напряжениям ЛОВ [32], из неравенства следует, что  $0,4\lambda_z = 0,4\lambda(c/v) \geq \geq 0,06$  мм, и соответственно для области длин волн применения цилиндрического канала получим  $\lambda \geq 1$  мм.

При выборе типа пролетного канала также учитываются и технические возможности в изготовлении длинного цилиндрического канала с малым диаметром.

Более проста в изготовлении система с прямоугольным пролетным каналом. В ЛОВ с такими системами применяется электронный пучок с диаметром, большим, чем ширина щели пролетного канала (рис. 2.3). Это, как хорошо видно из рисунка, позволяет расширить пространство взаимодействия системы, что снижает требуемые для работы ЛОВ плотности тока в пучке. Кроме того,

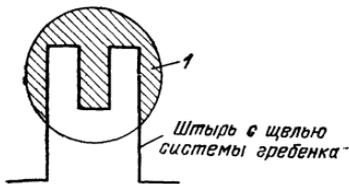


Рис. 2.3. Пространство взаимодействия замедляющей системы гребенка с щелью в штырях

1 — электронный пучок,

в этом случае снижаются требования к точности сборки узлов и юстировки прибора в магнитном поле, так как нет особой необходимости в высоком токопрохождении через пролетный канал. Все это естественно упрощает изготовление ЛОВ и облегчает условия работы прибора в более коротковолновых диапазонах. Поэтому в ЛОВ малой мощности МСМ диапазона используется замедляющая система гребенка с прямоугольным пролетным каналом.

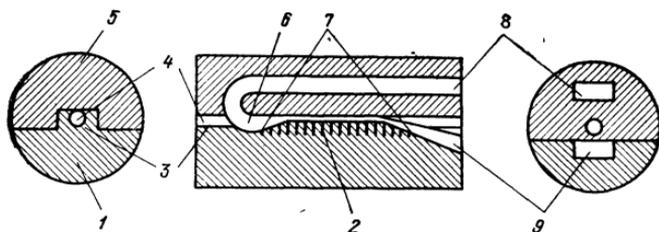


Рис. 2.4. Конструкция однорядной замедляющей системы гребенка

Конечно, при использовании таких систем ограничиваются возможности повышения выходной мощности ЛОВ за счет увеличения удельной мощности электронного пучка ввиду того, что значительная часть пучка оседает на замедляющей системе и соответственно затрудняются условия теплоотвода.

Конструктивно замедляющую систему (рис. 2.4) выполняют в виде цилиндрического разборного блока, состоящего из двух основных частей [26]. Нижняя часть блока 1 представляет собой массивное основание, на котором расположена собственно замедляющая система — гребенка 2 и выступ 3 с каналом 4 для входа электронного пучка в пространство взаимодействия. В верхней части блока 5 сделан волноводный канал 6, в котором располагается гребенка при соединении двух частей блока. На концах гребенки имеются скосы 7 для согласования замедляющей системы с волноводом 8 вывода энергии и волноводом 9, соединяемым с оконечной нагрузкой. Волноводные каналы в миллиметровом диапазоне ( $\lambda > 1$  мм) имеют стандартное сечение. На волнах короче 1 мм для уменьшения СВЧ потерь используются волноводы расширенного сечения (соответствующие каналу диапазона 2 мм).

Как видно из рис. 2.4, такое конструктивное решение блока замедляющей системы позволяет почти все его элементы сравни-

тельно просто изготавливать традиционными методами на стандартном токарно-фрезерном оборудовании.

Чтобы увеличить размер шага системы и соответственно облегчить ее изготовление, стремятся максимально снизить замедление системы. Так, в миллиметровом и в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона замедление составляет  $c/v \approx 8,5-6,5$  и в диапазоне  $\lambda \approx 0,5-0,4$  мм  $c/v \approx 6,5-5$ . При таком замедлении размер шага периодической структуры системы, например для длины волны  $\lambda \approx 0,4$  мм, равняется 55 мкм. Соответственно точность изготовления шага такой системы должна быть не хуже 1 мкм. Число шагов в замедляющих системах миллиметрового диапазона составляет несколько десятков, а субмиллиметрового — несколько сотен. Для изготовления периодической структуры со столь малыми размерами элементов и высокой точностью используется прецизионное оборудование.

### Замедляющая система типа встречные штыри

В ЛОВ, описанных в [33], используется однородная замедляющая система типа встречные штыри (см. рис. 2.1). Замедляющая система имеет широкие штыри и располагается в круглом волноводе. В штырях сделаны круглые отверстия, образующие цилиндрический пролетный канал для электронного пучка.

Несмотря на то, что по своей конфигурации эта система значительно отличается от классической формы встречно-штыревых

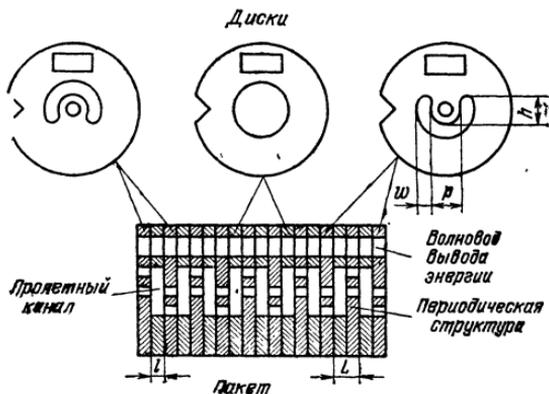


Рис. 2.5. Дисперсионная кривая замедляющей системы встречные штыри

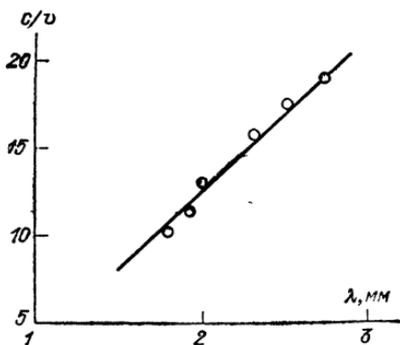


Рис. 2.6. Конструкция однорядной замедляющей системы встречные штыри

систем, однако по своим электродинамическим характеристикам она подобна им и при расчете и выборе геометрии элементов периодической структуры можно пользоваться (в первом приближении) формулами и выводами, приведенными в гл. 1 и в § 2.3. При этом принятые для обычных штыревых систем обозначения

(см. рис. 2.2) размеров элементов в указанной системе будут соответствовать размерам, показанным на рис. 2.5.

В качестве примера на рис. 2.6 показана рассчитанная дисперсионная кривая замедляющей системы встречные штыри, используемой в ЛОВ, описанной в [25]. Для сравнения там же приведены экспериментальные точки.

Конструктивное устройство замедляющей системы показано на рис. 2.5. Она состоит из штампованных медных дисков с отверстиями различной конфигурации. По краям дисков имеются специальные пазы, по которым устанавливается расположение дисков при сборе их в пакет.

Диски при этом образуют: круглый волновод с расположенной в нем периодической структурой, прямоугольный волновод вывода энергии и цилиндрический пролетный канал.

Набранный из дисков пакет помещают в вакуумную печь, где под давлением производится диффузионная сварка дисков в единое целое. Такой способ соединения дисков позволяет изготовить систему с необходимыми точностями расположения элементов. Для представления о размерах элементов систем укажем, что например замедляющая система ЛОВ, работающей на

Рис. 2.7. Устройство блока однорядной замедляющей системы встречные штыри с выводом энергии и оконечной нагрузкой

1 — согласующий переход, 2 — волновод вывода энергии, 3 — графитовый стержень, 4 — коллектор, 5 — пакет замедляющей системы

частотах до 170 ГГц ( $\lambda \sim 1,8$  мм) при ускоряющих напряжениях до 2300 В состоит из 200 дисков [25]. Толщина каждого диска 30 мкм, внешний диаметр диска 15 мм, диаметр отверстий, образующих круглый волновод, 0,65, диаметр отверстий, образующих пролетный канал, 0,11 мм, размер отверстий, образующих прямоугольный волновод,  $1,65 \times 0,825$  мм<sup>2</sup>.

Вывод энергии в замедляющей системе осуществляется посредством согласующего перехода специальной формы (рис. 2.7), расположенного у пушечного конца пакета. Оконечная нагрузка выполнена в виде двух миниатюрных графитовых стержней, вставленных в круглый волновод у коллекторного конца замедляющей системы.

На основе замедляющих систем встречные штыри фирмой Siemens (ФРГ) был создан ряд ЛОВ непрерывно перекрывающих миллиметровый диапазон вплоть до  $\lambda \sim 1,8$  мм. По сравнению с ЛОВ фирмы CSF [32] с замедляющей системой гребенка они имеют более широкий диапазон электронной перестройки (40 против 10%).

## Многорядные штыревые замедляющие системы

Как отмечалось, многорядные штыревые замедляющие системы по своим электродинамическим характеристикам превосходят другие известные системы, используемые в коротковолновых ЛОВ. В результате использования для взаимодействия электромагнитного поля с пучком максимального пространства вокруг штыря, а также из-за уменьшенной толщины штыря эти системы обладают большим сопротивлением связи. Это позволяет работать с электронными пучками, имеющими меньшую плотность тока.

Применения нескольких рядов штырей увеличивает пространство взаимодействия системы, что позволяет повысить выходную

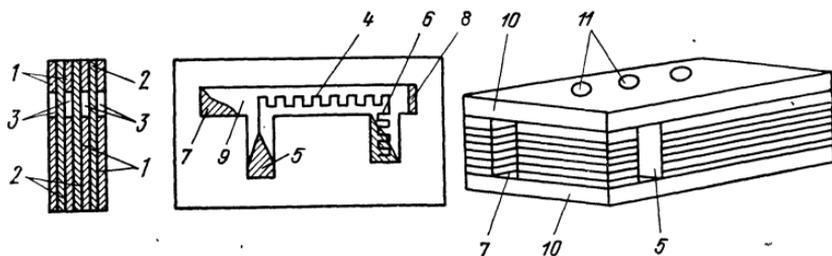


Рис. 2.8. Конструкция пакетированной многорядной замедляющей системы

мощность ЛОВ без увеличения удельной мощности электронного пучка.

Чтобы на практике реализовать указанные преимущества многорядных систем, необходима электронная пушка, формирующая пучок, поперечное сечение которого соответствует сечению пространства взаимодействия системы, и, самое главное, необходимо уметь достаточно просто изготавливать более сложные по конфигурации, по сравнению с другими, многорядные системы.

В ряде ЛОВ МСМ диапазона [34, 35] используются многорядные системы встречные штыри и штыревая гребенка (см. рис. 2.1). Системы первого типа применяют во всем миллиметровом диапазоне и в субмиллиметровом до волн  $\lambda \approx 0,5$  мм. На более коротких волнах применяют штыревую гребенку.

Основой конструкции многорядных штыревых замедляющих систем является пакетированная конструкция системы [27].

На рис. 2.8 показано устройство пакетированной системы [27] и основные элементы, образующие многорядную структуру. Вначале набирают пакет, состоящий из медных посеребренных 1 и медных несеребренных пластин 2. В посеребренных пластинах предварительно прорезают пазы 3 необходимой конфигурации. Эти пластины служат прокладками между рядами замедляющей системы и образуют в конечном итоге каналы для прохождения

электронного пучка. Рядами системы служат несеребряные пластины; их число определяет число рядов многорядной системы.

В собранном пакете в несеребряных пластинах нарезают необходимую периодическую структуру 4 (встречные штыри или гребенка) и элементы системы — рупорный переход с замедляющей системы на волновод вывода энергии 5, линию оконечной нагрузки 6, вход 7 и выход 8 для электронного пучка, теплорассеивающий скос 9 на рядах системы.

Пакет с нарезанной замедляющей системой проходит химическую обработку поверхности периодической структуры. После обработки к пакету припаивают медные посеребрянные боковые

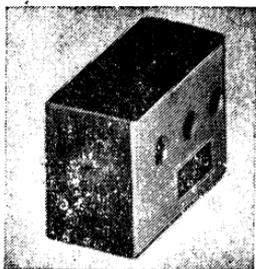


Рис. 2.9. Внешний вид блока много-  
рядной замедляющей системы

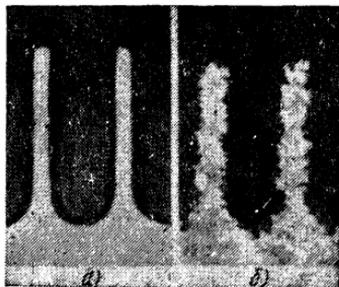


Рис. 2.10. Внешний вид элементов  
замедляющей системы X 400 до (б)  
и после (а) химической обработки

фланцы 10. При этом весь пакет многорядной системы спаивается в единое целое благодаря тому, что прокладки предварительно серебрятся. Внутренние каналы пакета и элементы периодической структуры контролируются на дальнейших стадиях изготовления через отверстия 11. Из спаянного пакета вырезают прямоугольный блок замедляющей системы, при этом в блоке вскрываются каналы входа 7 и выхода 8 для электронного пучка, а также волноводный канал вывода энергии 5.

На рис. 2.9 показан внешний вид готового для монтажа блока многорядной замедляющей системы.

Ряд отверстий в боковых стенках блока не влияет на электродинамические свойства системы и служит не только для контроля за качеством системы в процессе ее изготовления, но также для исследования периодической структуры и других элементов системы при экспериментах с работающими приборами.

В заключение отметим следующее. Изготовление замедляющих систем для ЛОВ коротковолновых диапазонов, в которых в качестве соединения основных элементов структуры используется пайка, представляет значительные сложности, так как в местах спаев обычно трудно обеспечить малые значения СВЧ потерь.

Пакетированная конструкция не только дает возможность сравнительно просто изготовить многорядные системы, но и позволяет вынести места спаев за пределы СВЧ поля. Электромагнитная волна при этом распространяется вдоль сплошных однородных металлических поверхностей по периодической структуре, приподнятой над стенками канала (см. рис. 2.8), в которых расположены места спаев. Это и обуславливает получение минимальных СВЧ потерь в системе и дает возможность осваивать все более короткие волны.

Рассмотрим несколько подробнее вопросы, связанные с точностью и качеством изготовления замедляющих систем.

Точность изготовления замедляющей системы определяется в основном точностью ее изготовления на станке, которая зависит главным образом от качества микрометрических винтов, от погрешностей системы отсчета и погрешностей в установке замедляющей системы относительно инструмента. Качество поверхности изготавливаемой системы определяется качеством поверхности щели, прорезаемой инструментом в металлической пластине, которое зависит от качества самого инструмента и механического режима работы станка. Правильный учет и анализ причин, влияющих на точность и качество изготовления периодической структуры системы, устранение или максимальное уменьшение влияния этих причин на процесс нарезки — все это позволяет в настоящее время изготавливать замедляющие системы с шагом до 15 и точностью 0,3 мкм. С такой периодической структурой нарезают простые системы — широкую гребенку — и более сложные многорядные штыревые системы гребенка, встречные штыри и др.

Несмотря на достигнутые успехи в изготовлении периодической структуры замедляющих систем с весьма малыми размерами, использование их в ЛОВ на предельно коротких волнах было бы невозможно без последующих операций по улучшению качества поверхности структуры. Дело в том, что верхний поверхностный слой прорезаемого паза представляет собой деформированный слой металла, в который включены различные трудноудаляемые продукты обработки. Кроме того, за время изготовления системы сложная по конфигурации поверхность ее загрязняется. Наличие загрязнений и особенно измененного поверхностного слоя металла увеличивает СВЧ потери в системе, а следовательно, и рабочие плотности тока прибора, что, естественно, ограничивает продвижение ЛОВ в коротковолновые диапазоны.

Хорошее качество поверхности замедляющей системы определяет не только СВЧ потери в системе, но также, и газовыделение, происходящее под воздействием бомбардировки элементов системы электронным пучком большой удельной мощности. Газовыделение приводит к снижению устойчивой работы высокоэмиссионных катодов и их отравлению.

Устранение загрязнений и снятие поверхностного измененного слоя металла на периодической структуре осуществляется химическими методами.

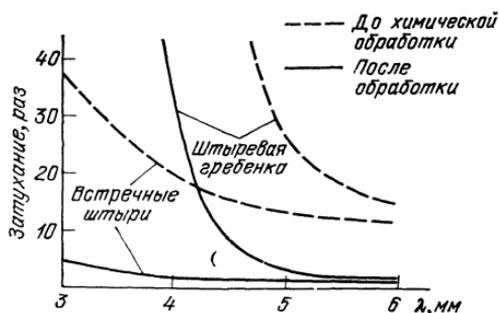


Рис. 2.11. Зависимость затухания от длины волны в замедляющих системах гребенка и встречные штыри

На рис. 2.10,а представлены фотографии некоторых элементов замедляющих систем после химической обработки. Для сравнения на рис. 2.10,б приведен характерный вид систем после нарезки периодической структуры. На рис. 2.11 представлены экспериментальные зависимости, характеризующие влияние химической обработки на СВЧ потери в многорядных системах встречные штыри и штыревая гребенка.

Разница в потерях с укорочением длины волны увеличивается, и уже на волнах 1 мм и короче ЛОВ с системами, изготовленными без последующей химической обработки, практически не работают.

## 2.5. ОТВОД ТЕПЛА ОТ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

*Особенности проблемы отвода тепла в ЛОВ МСМ диапазона.* Проблема отвода тепла для электронных приборов, в том числе и для ЛОВ, является одной из сложнейших для решения. Рассмотрим особенности, определяющие сложность обеспечения теплоотвода в ЛОВ МСМ диапазона, особенно в его коротковолновой части.

Прежде всего следует отметить очень высокую плотность потока мощности в электронном пучке. Она может превышать мегаватт на квадратный сантиметр сечения пучка. Даже при принудительном охлаждении любой интенсивности тепловой поток такой плотности со значительной поверхности отвести невозможно. Проиллюстрируем это на примере тонкой ( $\Delta_T = 100$  мкм) пластины из вольфрама. Вольфрам благодаря относительно высокой теплопроводности  $\lambda_T$ , составляющей 0,4 кал/(см·с·град С), и высокой предельной рабочей температуре, равной приблизительно 2200°C [4], обеспечивает наилучшие условия для отвода тепла. Пусть одна поверхность пластины поддерживается при постоянной температуре за счет принудительного охлаждения, а на другую падает тепловой поток плотностью 1 МВт/см<sup>2</sup> (рис. 2.12). Используя уравнение теплопроводности

$$\Delta T \approx P \Delta_T / \lambda_T \quad (2.12)$$

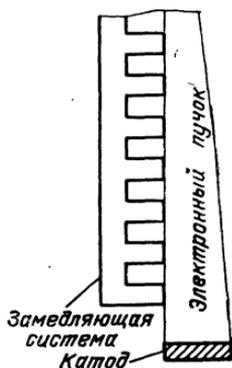
( $P$  — плотность потока мощности) и подставляя в него приведенные данные, можно определить, что  $\Delta T$  при такой тепловой нагрузке превышает  $6 \cdot 10^3$  °С, т. е. в несколько раз превысит не только предельную рабочую температуру, но и температуру плавления вольфрама.

Кроме того, микроскопические размеры элементов периодических структур, используемых в МСМ диапазоне, входящие в коротковолновой его части до 10 мкм, исключают подвод принудительного охлаждения к этим наиболее уязвимым в тепловом отношении деталям приборов. Принудительное охлаждение исполь-



Рис. 2.12. Схема, поясняющая предельные возможности отвода тепла при принудительном охлаждении

Рис. 2.13. Схема рассредоточения электронного пучка, падающего под углом на поверхность замедляющей системы



зуется только для предотвращения перегрева прибора в целом, поскольку общая рассеиваемая мощность может достигать нескольких сотен ватт. Охлаждение прибора в целом особой сложности не представляет, но вопроса тепловой защиты элементов периодических структур или коллекторов ни в какой степени не решает.

В то же время быстрое спадание СВЧ поля при удалении от поверхности замедляющих систем не позволяет решить вопрос и при удалении электронного пучка от этой поверхности, что могло бы предотвратить выделение тепла на элементах замедляющих систем. Электронный пучок должен непосредственно омывать поверхность замедляющих систем.

Нужно также отметить, что любое решение вопросов теплоотвода не должно сколько-нибудь существенно увеличивать аксиальную длину приборов, поскольку общая масса магнитной системы, используемой для фокусировки электронных пучков (определяющая массу прибора в целом), возрастает приблизительно пропорционально кубу магнитного зазора. К тому же увеличение магнитного зазора вообще затрудняет достижение необходимых для фокусировки электронов значений магнитного поля.

*Принципиальное решение вопроса теплоотвода.* Принципиально решить вопрос теплоотвода в ЛОВ МСМ диапазона можно исходя из того, что хотя плотность потока мощности чрезвычайно велика, общая (суммарная) рассеиваемая мощность ограничена несколькими сотнями ватт. Это позволяет решать задачу на основе рассредоточения мощности по большей поверхности (конечно, с учетом тех ограничений, о которых говорилось ранее).

Так, например, тепловой поток можно рассредоточить на большом числе пластин (штырей) (рис. 2.13). Длина этих пластин (штырей) на коротковолновой границе МСМ диапазона (на волнах, близких 0,2 мм) составляет приблизительно 50 мкм. Если принять, что замедляющая система изготовлена из меди и что температура пластин (штырей) замедляющей системы в наиболее горячей точке не должна превышать 500°C \*, а рассеиваемая мощность составляет 300 Вт, то, используя уравнение теплопроводности (2.12), можно получить суммарную площадь поперечного сечения всех пластин (штырей)  $nS \approx 0,1 \text{ мм}^2$  ( $n$  — число пластин или штырей,  $S$  — площадь поперечного сечения одной пластины). Таким образом, суммарная площадь поперечного сечения всех штырей достаточна для отвода мощности к поверхности, от которой уже может быть организован отвод тепла за счет принудительного охлаждения.

Площадь 0,1 мм<sup>2</sup> соответствует, например, 200 пластинам шириной 0,05 мм (четверти длины волны для волны 0,2 мм) при толщине пластин 10 мкм. При напряжении пучка 10 кВ общая длина замедляющей системы, состоящей из 200 пластин, составляет около 4 мм. Реальные длины замедляющих систем этого диапазона существенно больше, так что условия теплоотвода в рассмотренном примере относительно легко выполнимы. Приведенный подробный анализ примера позволяет получить представление о количественной стороне вопроса, о порядках величин. Он позволяет также оценить нагрев элементов различных замедляющих систем, когда на них рассеивается мощность электронного пучка. Таким образом в принципе можно решить тепловую проблему для любого практически интересного случая, если обеспечить приблизительно равномерное рассеяние всей мощности пучка по пластинам (штырям) системы.

Однако далеко не всегда можно получить такой характер распределения рассеиваемой мощности по замедляющей системе. Например, на рис. 2.14 изображена многорядная замедляющая система. Рабочая часть электронного пучка (то есть та часть пучка, электроны которой принимают участие во взаимодействии с полем

---

\*) Поскольку предельная рабочая температура меди составляет 700°C, с некоторым необходимым запасом нужно рассчитывать систему на рабочие температуры, не превышающие 500°C.

волны, распространяющейся по замедляющей системе) проходит между рядами замедляющей системы. Поэтому в работе ЛОВ более длинноволновых диапазонов, чем МСМ диапазон, из электронного пучка еще до его входа в замедляющую систему «вырезают» части, расположенные против рядов замедляющей системы\*). В МСМ диапазоне ширина, рядов и расстояние между рядами замедляющих систем очень малы. Поэтому удобнее использовать сплошные (не разделенные перед входом в замедляющую систему на отдельные потоки) электронные пучки (рис. 2.14), идя

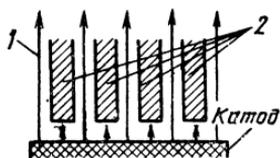


Рис. 2.14. Падение электронного пучка на блок многорядной замедляющей системы

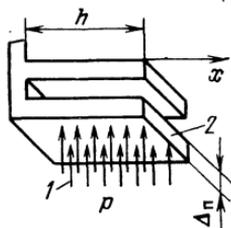


Рис. 2.15. Падение электронного пучка на первую (со стороны электронной пушки) пластину замедляющей системы

при этом на увеличение потребления энергии прибором, чем усложнять технологию сборки прибора и увеличивать критичность конструкции. В результате на торец каждого из рядов падает поток мощности огромной плотности, доходящей, как уже отмечалось до 1 МВт/см<sup>2</sup>. Если на входе замедляющей системы расположена одна из пластин периодической структуры (один из штырей), то вся падающая на нее часть потока должна быть отведена через ее сечение к основанию системы (рис. 2.15). Из уравнения теплопроводности для перепада температуры по пластине можно получить выражение:

$$\Delta T = \int_0^h \frac{P x dx}{\Delta_T \lambda_T} = \frac{P h^2}{2 \Delta_T \lambda_T}.$$

Для эффективной работы ЛОВ высоту штырей  $h$  замедляющей системы нецелесообразно выбирать сколько-нибудь существенно меньшей  $\lambda/8$ . Поэтому, приняв в (2.13)  $h = \lambda/8$ ,  $T = 500^\circ \text{C}$ \*\*, а  $P = 1 \text{ МВт/см}^2$ , можно вычислить минимально необходимое для

\*) Описание различных электронно-оптических систем, применяющихся для формирования многолучевых электронных пучков, выходит за пределы тематики данной книги.

\*\*) Если учесть, что в реальных приборах охлаждение оснований штырей далеко от идеального, требование  $T = 500^\circ \text{C}$  для меди скорее даже занижено. Целесообразно добиваться существенно меньших перепадов температуры вдоль штырей замедляющей системы.

обеспечения теплоотвода значение  $\Delta T$  и установить, что недопустимо большие  $\Delta T_{\min}$  имеют место в значительной части МСМ диапазона, если попадающий на торцы рядов замедляющих систем поток электронов отдает свою энергию непосредственно элементам замедляющей системы. Как будет показано далее, в коротковолновой части МСМ диапазона можно избежать перегрева ограждением входа замедляющей системы от прямого попадания электронного пучка.

*Необходимая степень рассредоточения электронного пучка.* Ранее был обсужден вопрос о том, какими мерами можно предохранить пластины, штыри и прочие элементы, образующие структуру замедляющих систем, от испарения или расплавления. При этом было установлено, что в большинстве случаев необходимо с

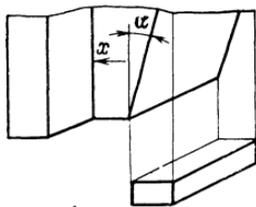


Рис. 2.16. Падение ленточного электронного пучка на плоскость коллектора, расположенную под малым углом  $\alpha$  к осевой плоскости пучка

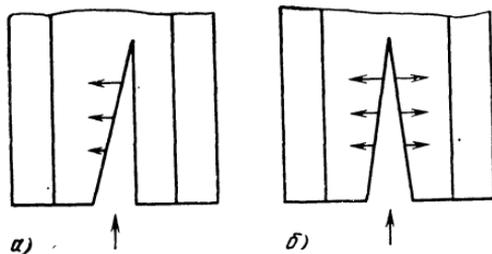


Рис. 2.17. Различные формы коллекторов с плоской поверхностью, принимающей электронный пучок (стрелками показано направление отвода тепла)

помощью специальных теплоотводящих деталей оградить торцы замедляющих систем от прямого попадания электронного пучка, причем на этих деталях электронный пучок для обеспечения теплоотвода должен быть предварительно рассредоточен.

Какова же требуемая степень рассредоточения электронного пучка?

Рассмотрим рассеяние тепла на линейном скосе (рис. 2.16). При этом, учитывая количественную оценку (см. (2.13)), предположим, что угол скоса  $\alpha$  — малый угол (в дальнейшем это подтвердится результатами оценки). Следовательно, тепловой поток от поверхности скоса распространяется к близко расположенному охлаждаемому основанию замедляющей системы практически параллельно оси  $x$  (расширением теплового потока для упрощения оценки пренебрежем). Ширину ленточного пучка будем считать при расчете неограниченно большой по сравнению с его толщиной.

Уравнение теплопроводности при этом может быть записано в виде

$$\Delta T \approx P\alpha\Delta x/\lambda_T,$$

( $\Delta x$  — расстояние от скоса до охлаждаемого основания системы). Отсюда угол скоса  $\alpha$ , определяющий степень рассредоточения электронного пучка,

$$\alpha \approx \Delta T_{\max} \lambda_T / (P \Delta x), \quad (2.14)$$

где  $\Delta T_{\max}$  — максимально допустимый перепад температуры.

Чтобы получить представление о порядках величин, целесообразно рассмотреть пример, когда скос, рассеивающий тепловой поток, выполнен в медной пластине, как и замедляющая система. Пусть плотность потока мощности составляет  $1 \text{ МВт/см}^2$ ,  $\Delta x = 0,5 \text{ мм}$  (организовать эффективный теплоотвод на меньшем расстоянии может представить большие технические трудности),  $\Delta T_{\max} = 500^\circ\text{C}$ . При подстановке этих значений в (2.14)  $\alpha$  получается равным  $3,6 \cdot 10^{-2}$ , т. е. при толщине электронного пучка  $0,05 \text{ мм}$  (характерна для коротковолновой части субмиллиметрового диапазона волн) высота одностороннего скоса  $h$  (рис. 2.17,а) равняется  $1,4 \text{ мм}$ , а двустороннего (рис. 2.17,б) —  $0,7 \text{ мм}$ . Степень рассредоточения электронного пучка  $K_p$  (обратная величина отношения площади эмиттирующего участка катода к площади поверхности, на которой рассеивается энергия выходящего с этого участка электронного пучка):  $K_p = (\sin \alpha)^{-1}$ . В рассмотренном случае она составляет около 30 раз. Из этой, хотя и приблизительной, оценки видно, что для предохранения от испарения или расплавления пластин, расположенных на торце периодической структуры, в них должны быть выполнены скосы, глубоко внедряющиеся в тело пластин. То же самое можно сказать и о коллекторе, расположенном за замедляющей системой, на который также неизбежно попадает часть электронного потока.

*Форма поверхностей, рассредоточивающих тепловой поток.*

Проведенный оценочный расчет необходимой степени рассредоточения теплового потока не дает информации об оптимальной форме поверхности, рассредоточивающей тепловой поток.

Дело в том, что очень часто при настройке ЛОВ МСМ диапазона приходится юстировать в магнитном поле, поскольку ширина области эффективного взаимодействия электронов с полем СВЧ в этих приборах очень мала и не превышает нескольких десятков микрон, а длина области взаимодействия может составлять десятки миллиметров. Поэтому обеспечить точное попадание пучка в эту область за счет жестких допусков на детали трудно. В то же время угол наклона рассредоточивающей тепловой поток поверхности по отношению к оси в области попадания пучка на эту поверхность должен быть очень малым, и поэтому, если поверхность рассредоточения плоская, юстировка даже в пределах малого угла резко изменяет угол встречи электронного пучка с этой поверхностью.

На рис. 2.18 для иллюстрации показаны два положения ленточного электронного пучка в магнитном фокусирующем поле: углы встречи пучка с теплорассеивающей поверхностью обозначены  $\alpha$  и  $\alpha'$

$$\alpha' = \alpha + \varphi_n, \quad (2.15)$$

где  $\varphi_n$  — угол поворота оси прибора в магнитном поле при юстировке.

Рассчитанный ранее в примере с ленточным пучком угол встречи при предельно высокой тепловой нагрузке составил  $3 \cdot 10^{-2}$ , т. е. приблизительно  $2^\circ$ . Следовательно, в соответствии с (2.15) пово-

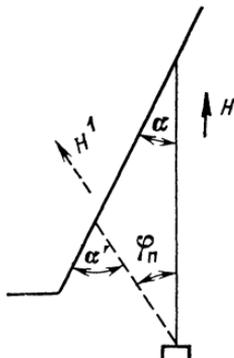


Рис. 2.18. Схема, поясняющая изменение нагрузки коллектора при юстировке ЛОВ в магнитном поле

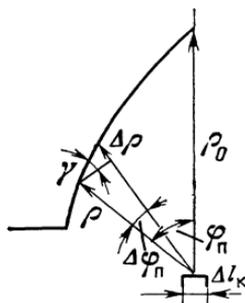


Рис. 2.19. Обозначения размеров при расчете оптимальной формы коллектора

рот пучка при юстировке на угол  $\varphi_n$ , составляющий всего  $8^\circ$ , приведет к увеличению угла встречи в 5 раз, что согласно (2.14) вызовет при прочих равных условиях такое же возрастание температуры. Это, естественно, недопустимо, и поэтому форма оптимальной теплорассеивающей поверхности должна предусматривать сохранение степени рассредоточения теплового потока при юстировке [27].

Даже когда юстировка ЛОВ в магнитном поле не предусматривается, рационально использовать удовлетворяющую этому условию форму теплорассеивающей поверхности, чтобы снизить и без того очень жесткие допуски на детали.

Рисунок, поясняющий расчет оптимальной формы теплорассеивающей поверхности для ленточного пучка, приведен на рис. 2.19. В соответствии с рисунком изменение угла наклона пучка по отношению к оси на малое значение  $\Delta\varphi_n$  приводит к изменению радиуса, проведенного от линии выхода пучка с катода до встречи с теплорассеивающей поверхностью на  $\Delta\rho$ . Угол между плоскостью,

касательной к теплорассеивающей поверхности в месте ее пересечения с  $\rho$ , обозначен  $\gamma$ : как видно из рисунка,

$$\operatorname{tg} \gamma = \Delta \rho / (\rho \Delta \varphi_{\pi}). \quad (2.16)$$

Степень рассредоточения пучка по теплорассеивающей поверхности в этой точке  $K_p$  равняется обратному значению отношения длины участка катода  $\Delta l_k$  к его отображению на плоскость, касательную к теплорассеивающей поверхности  $\Delta l_k \cos \varphi_{\pi} / \cos \gamma$ :

$$K_p = \cos \varphi_{\pi} / \cos \gamma. \quad (2.17)$$

Оптимальной является форма теплорассеивающей поверхности, при которой в некоторой (определяемой конструктивными данными и технологическими возможностями) области значений  $\varphi_{\pi}$  выполняется условие [27]:  $K_p = \text{const}$ . В соответствии с рис. 2.19 и уравнением (2.17)

$$\operatorname{tg} \gamma = \pm \sqrt{1 - (\cos \varphi_{\pi} / K_p)^2} (\cos \varphi_{\pi} / K_p).$$

Подставив это значение в (2.16), можно интегрированием определить зависимость  $\rho$  от  $\varphi_{\pi}$  и  $K_p$ :

$$\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \pm \int_0^{\varphi_{\pi}} \sqrt{K_p^2 - \cos^2 \varphi_{\pi}} \frac{d\varphi_{\pi}}{\cos \varphi_{\pi}}. \quad (2.18)$$

На практике юстировка при полной мощности электронного пучка осуществляется в узком диапазоне значений  $\varphi_{\pi}$  ( $|\varphi_{\pi}| < 10^\circ$ ). Поэтому  $\cos \varphi_{\pi}$  можно при приближенном расчете принять равным 1 и при  $K_p > 3$  пренебречь  $\cos^2 \varphi_{\pi}$  под знаком радикала по сравнению с  $K_p^2$ . Тогда (2.18) преобразуется в следующее простое выражение:

$$\rho / \rho_0 = e^{\pm K_p \varphi_{\pi}}. \quad (2.19)$$

Из (2.19) следует, что линейные скосы приемлемы лишь в области, в которой  $K_p \varphi_{\pi} < 1$ . Например, при  $|\varphi_{\pi}| \leq 10^\circ$   $K_p$  должно удовлетворять условию:  $|K_p| < 6$ .

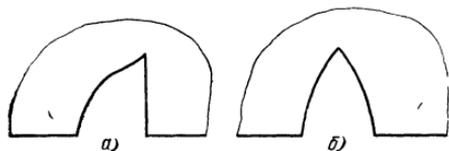


Рис. 2.20. Односторонний (а) и двусторонний (б) коллекторы оптимальной формы

При больших требуемых значениях рассредоточения теплового потока форма теплорассеивающей поверхности должна быть экспоненциальной.

В принципе могут оказаться рациональными как односторонний, так и двусторонний скосы (рис. 2.20). На первый взгляд может показаться, что двусторонний скос всегда выгоднее, так как имеет меньшую высоту и, следовательно, позволяет несколько уменьшить магнитный зазор и массу фокусирующей магнитной системы. В действительности это не всегда так. В вершине арки при двустороннем скосе нередко трудно избежать скругления,

может показаться, что двусторонний скос всегда выгоднее, так как имеет меньшую высоту и, следовательно, позволяет несколько уменьшить магнитный зазор и массу фокусирующей магнитной системы. В действительности это не всегда так. В вершине арки при двустороннем скосе нередко трудно избежать скругления,

обусловленного технологией изготовления. В округлении может расплавляться металл, что недопустимо. Однако в некоторых типах замедляющих систем, например в двойной гребенке в центре теплорассеивающей поверхности, выполненной в пластине, ограждающей периодическую структуру, может быть предусмотрена узкая щель (рис. 2.21). Такая щель устраняет оплавление металла и позволяет сделать двусторонние скосы.

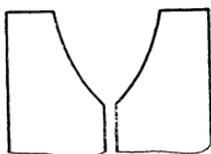


Рис. 2.21. Коллектор с зазором, предотвращающим тепловую перегрузку

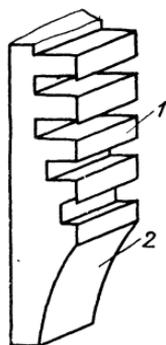


Рис. 2.22. Схема выполнения периодической структуры 1 и теплорассеивающего скоса 2 в одном блоке

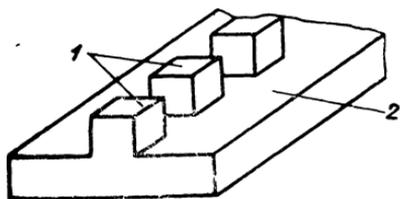


Рис. 2.23. Выполнение периодической структуры 1 на широком основании 2, обеспечивающем снижение температуры в плоскости соединений штырей с основанием

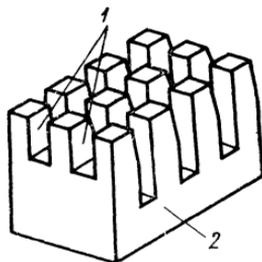


Рис. 2.24. Замедляющая система гребенка с каналами для электронов 1, не доходящими до основания системы 2

Приведенный анализ проводился применительно к ленточным пучкам. Аналогично может быть рассмотрен вопрос об оптимальных формах теплорассеивающих поверхностей и для любых других форм электронных пучков.

*Некоторые конструктивные аспекты отвода тепла от периодической структуры.* Отвод тепла от периодической структуры можно проводить различными конструктивными решениями. Прежде всего, поверхность деталей, ограждающих периодическую структуру, должна являться прямым продолжением омываемой электронным пучком поверхности замедляющей структуры. В противном случае из электронного пучка будет вырезаться часть, наиболее эффективно взаимодействующая с СВЧ полем (проходящая через область интенсивного СВЧ поля волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы).

В некоторых случаях выполнение этого условия достигается тем, что ограждающие периодическую структуру детали выполняют в тех же пластинах, что и периодическую структуру [27]. В других случаях как теплоотводящие поверхности, так и периодическую структуру выполняют в теле общего блока, поверхность которого (имеется в виду поверхность, вдоль которой в приборе должен распространяться электронный пучок) предварительно шлифуют и полируют (рис. 2.22).

Говоря об организации принудительного охлаждения замедляющих систем, можно высказать следующие соображения. Для повышения теплоотвода непосредственно от элементов периодической структуры, целесообразно было бы подвести каналы, по которым циркулирует хладагент (воздух или вода), непосредственно к основаниям этих элементов. Практически это выполнить трудно. Более эффективен иной путь. Основание всей периодической структуры делают много более широким, чем сама периодическая структура (рис. 2.23). В результате теплоотвод от системы сразу резко возрастает. Принудительное охлаждение в этом случае подводят уже к расширенному основанию, где допустимо некоторое удаление каналов, по которым циркулирует хладагент.

Иногда повышения теплоотвода удастся добиться тем, что каналы для электронного пучка в элементах периодической структуры не доводят до основания этих элементов [36] (рис. 2.24). На эффективность взаимодействия электронов с полем это влияет несущественно, так как около основания пластин гребенки электрическое СВЧ поле падает до нуля, а теплоотвод может увеличиваться до 2 раз.

Итак, проблема организации теплоотвода от замедляющей системы в ЛОВ МСМ диапазона оказалась задачей, хотя и трудной, но вполне решаемой без каких-либо специальных трудоемких средств.

## **Глава 3.**

### **ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ**

#### **3.1. ТРЕБОВАНИЯ К ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКАМ, ИСПОЛЪЗУЕМЫМ В ЛОВ МСМ ДИАПАЗОНА**

При переходе от сантиметрового диапазона длин волн к миллиметровому и далее к субмиллиметровому возникает необходимость в создании электронно-оптических систем, способных формировать пучки электронов очень малого поперечного сечения (десятые и сотые доли квадратных миллиметров) с плотностью тока, превышающей на несколько порядков плотность тока в ЛОВ

сантиметрового диапазона. Связано это с тем, что при укорочении рабочей длины волны  $\lambda$  в соответствии с законами моделирования СВЧ генераторов уменьшается пропорционально  $\lambda^2$  поперечное сечение пространства взаимодействия между электронами и электромагнитным полем замедляющей системы. Одновременно с укорочением длины волны увеличиваются омические потери в замедляющих системах (в первом приближении пропорционально  $\lambda^{-1/2}$ ), а также возрастает расфазировка электронов и волны, обусловленная тем, что увеличивается относительный разброс геометрических размеров периодической структуры (в первом приближении пропорционально  $(\Delta l_M/l_M)(v_\phi/v_{гр})$ , где  $\Delta l_M/l_M$  — механические неточности;  $v_\phi$ ,  $v_{гр}$  — фазовая и групповая скорости волны [24]). Следует заметить также, что хотя отказ от прямого масштабного моделирования генераторов при переходе в МСМ диапазон позволил разработчикам ЛОВ заметно снизить рабочую плотность тока, однако она остается еще очень высокой и составляет сотни ампер на квадратный сантиметр в субмиллиметровом диапазоне длин волн. При напряжениях пучка в несколько киловольт (что характерно для ЛОВ рассматриваемых диапазонов) удельная мощность пучка достигает при этом сотен киловатт и даже единиц мегаватт на квадратный сантиметр.

Получение больших плотностей тока в пучке при условии, что диаметр пучка  $d_n \leq 0,1\lambda$ , а  $\lambda < 1$  мм представляет уже само по себе довольно сложную техническую задачу. Вместе с тем, как показывают исследования [21, 24, 37], все же не это является единственной и главной трудностью, которую приходится преодолевать разработчикам при создании электронных пушек для ЛОВ МСМ диапазона.

Действительно, в экспериментах с электронными пушками, формирующими сходящиеся пучки электронов, были получены плотности тока, превышающие  $1000 \text{ А/см}^2$  при диаметре пучка  $0,06 \text{ мм}$  [37]. Однако повысить эффективность взаимодействия в ЛОВ субмиллиметрового диапазона при работе с такими пучками не удалось. Вот почему в известных типах ЛОВ используются электронные пучки со значительно меньшей плотностью тока [37] (табл. 3.1).

Таблица 3.1

Тип прибора	Плотность тока, $\text{А/см}^2$	Максимальная плотность мощности, $\text{МВт/см}^2$	Максимальное напряжение пучка, кВ
СО07	100	0,5	6
СО06	150	0,9	6
СО05	200	2	10
СО04	250	2,5	10

Остановимся на этом вопросе более подробно.

Взаимодействие электронов с электромагнитным полем в ЛОВ имеет свои особенности, которые наиболее значительно проявляются при работе на очень высоких частотах. Интенсивность поля замедленных волн убывает при удалении от поверхности замедляющей системы (в первом приближении пропорционально  $e^{-\beta x}$ , где  $\beta$  — фазовая постоянная волны,  $x$  — расстояние от системы). Величина  $\beta$  связана с длиной волны и замедлением следующим соотношением

$$\beta = \frac{2\pi c}{\lambda v_{\phi}}, \quad (3.1)$$

где  $c$  — скорость света.

Отсюда следует, что при одном и том же замедлении поле прижимается к системе тем ближе, чем короче длина волны в свободном пространстве и, следовательно, чем выше рабочая частота ЛОВ. Эти обстоятельства играют важную роль при конструировании

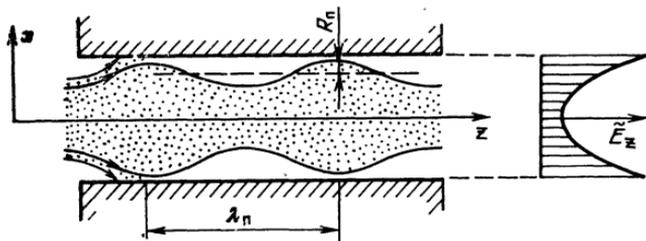


Рис. 3.1. Схематическое изображение пульсирующего электронного пучка

нии и разработке электронно-оптических систем приборов МСМ диапазона. Для того чтобы электроны пучка могли достаточно эффективно взаимодействовать с полем волны, пучок электронов необходимо пропускать возможно ближе к поверхности замедляющей системы. Обычно для этого используется сильное магнитное поле\*). На практике положение усложняется в связи с тем, что траектории электронов в магнитном поле никогда не удастся сделать идеально прямолинейными: пучки, формируемые продольным магнитным полем, практически всегда пульсируют. Это приводит к тому, что часть электронов пучка уже в начале своего пути перехватывается замедляющей системой. Другие электроны периодически удаляются от поверхности системы на расстояние, равное удвоенной амплитуде пульсации (рис. 3.1). В результате пульсаций эффективность взаимодействия электронов с полем волны падает.

Чтобы при укорочении рабочей длины волны ЛОВ эффективность взаимодействия резко не уменьшалась, необходимо создать

\*) Электростатическую фокусировку электронного пучка в ЛОВ из-за больших трудностей удалось осуществить лишь до длины волны  $\lambda \approx 7,6$  мм [52].

условия, при которых максимальное удаление электронов от поверхности системы в результате пульсаций существенно не превышало бы эффективной величины глубины скин-слоя в пучке

$$\Delta = 1/2\beta = \Lambda_3/4\pi, \quad (3.2)$$

где  $\Lambda_3$  — замедленная длина волны (рис. 3.2) [21]\*.

Можно, например, показать, что для ЛОВ, работающей на волне  $\lambda = 0,5$  мм при напряжении  $U = 4000$  В эффективная глубина скин-слоя в пучке  $\Delta = 5$  мкм, а при работе на более коротких вол-

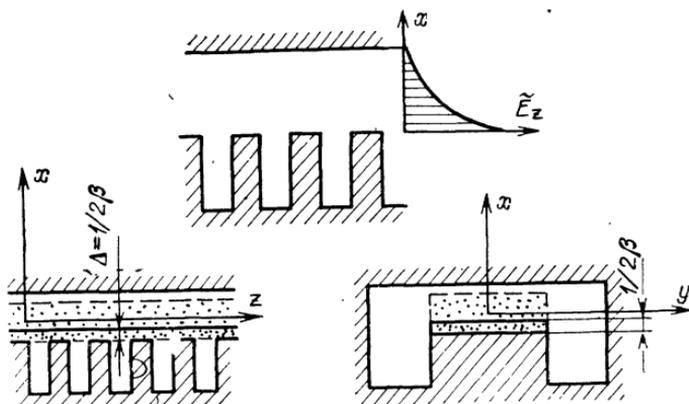


Рис. 3.2. К расчету эффективной глубины скин-слоя в пучке ЛОВ

нах еще меньше. Отсюда становится ясным, насколько жесткие требования предъявляются к пульсациям пучка в ЛОВ МСМ диапазона.

Необходимо отметить, что на эффективность взаимодействия электронов с полем волны влияет не только амплитуда, но и длина волны пульсации. Это особенно заметно, когда вдоль пространства взаимодействия укладывается малое число длин волн пульсаций или же когда на длину волны пульсации (при заданной амплитуде) приходится малое число ячеек периодической структуры (например, при работе на гармониках). Причины, вызывающие пульсации пучка, мы рассмотрим несколько позже. Здесь же отметим, что с увеличением плотности тока пульсации пучка возрастают и, следовательно, качество электронного пучка ухудшается.

Следующим серьезным фактором, который резко ухудшает качество пучка и эффективность взаимодействия в ЛОВ МСМ диапазона, является разброс скоростей электронов в пучке.

\* Э эффективная глубина скин-слоя в пучке численно равна расстоянию, на котором квадрат амплитуды поля волны  $\tilde{E}_z^2$  уменьшается в  $e$  раз.

Известно, что допустимый диапазон изменения скорости электронов при взаимодействии пропорционален параметру усиления Пирса [38]:

$$\Delta v/v \approx \pm C, \quad (3.3)$$

где  $C$  — параметр усиления Пирса.

Поскольку в ЛОВ МСМ диапазона параметр усиления существенно меньше, чем в ЛОВ сантиметрового диапазона, что обусловлено меньшим сопротивлением связи и более высокими напряжениями пучка, то и допустимый разброс скоростей электронов в пучке при работе на этих волнах весьма ограничен.

Далее мы более подробно рассмотрим основные причины, вызывающие разброс скоростей. Здесь же укажем, что с увеличе-

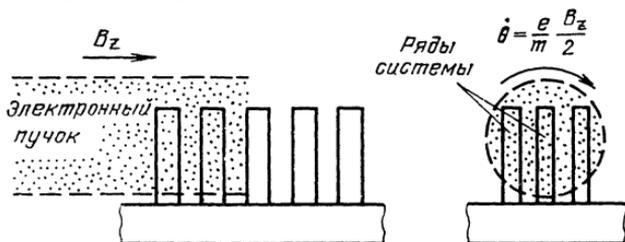


Рис. 3.3. Оседание электронов на стенках пролетных каналов, вызванное азимутальным движением электронов

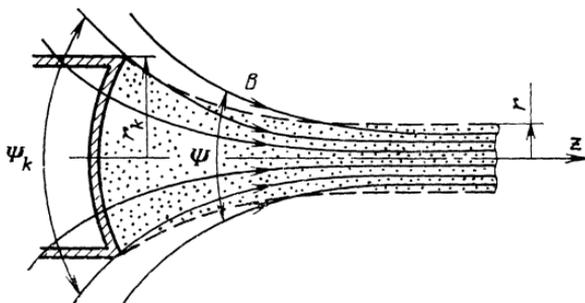


Рис. 3.4. К выводу теоремы Буша

нием плотности тока разброс скоростей электронов в пучке может значительно возрасти при большой компрессии пучка.

Иногда, и в частности при работе с многорядными замедляющими системами, на эффективность взаимодействия электронов с полем волны оказывает влияние также азимутальное движение и угловой снос электронов в пучке, которые могут приводить к преждевременному оседанию электронов на стенках каналов и выбыванию их из пространства взаимодействия (рис. 3.3).

Как известно, в соответствии с теоремой Буша [39] скорости сноса и азимутального движения пропорциональны разности магнитных потоков, пронизывающих катод и контур электронного

пучка в пространстве взаимодействия (рис. 3.4). Для ленточного пучка скорость сноса равна:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{2} \eta (\Psi - \Psi_k), \quad (3.4)$$

где  $\eta = e/m$  — отношение заряда к массе электрона;  $\Psi$  — магнитный поток в пространстве взаимодействия;  $\Psi_k$  — магнитный поток на катоде.

Для аксиально-симметричного пучка азимутальная скорость может быть вычислена по формуле

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta}{2\pi r^2} (\Psi - \Psi_k), \quad (3.5)$$

где  $\theta$  — угол поворота;  $r$  — радиус пучка.

Как видно из (3.4) и (3.5), скорость сноса и азимутального движения минимальна лишь для магнитоограниченных пучков ( $\Psi = \Psi_k$ ) и возрастает по мере увеличения экранировки катода в пушке от магнитного поля.

Таким образом, особенности взаимодействия электронов с полем волны в ЛОВ МСМ диапазона требуют не только значительного увеличения рабочей плотности тока в пучках, но и существенного уменьшения пульсаций, разброса скоростей, а в ряде случаев и уменьшения азимутального движения и поперечного сноса электронов. Все это предъявляет жесткие требования к устройствам, формирующим электронные пучки и обеспечивающим их прохождение вдоль замедляющей системы:

### 3.2. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПУЛЬСАЦИИ, ПОПЕРЕЧНОГО СНОСА, АЗИМУТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ И РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Расчеты и эксперименты показывают, что появление того или иного возмущающего фактора в пучке обусловлено поперечными скоростями электронов, пространственным зарядом пучка, анодными линзами, условиями ввода пучка в пространство взаимодействия, компрессией пучка, а также дефектами в сборке пушки и, в конечном итоге, зависит от способа формирования пучка и качества электронно-оптической системы.

Если принять, что поверхность замедляющей системы при ленточном пучке расположена в плоскости  $yoz$  (рис. 3.2), а электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $z$ , то факторами, вызывающими поперечное движение электронов в пучке, станут составляющие скорости электрона и составляющие электрического и магнитного полей, перпендикулярные оси  $z$ , т. е.  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $E_x$ ,  $E_y$ ,

$B_x, B_y$ . При аксиально-симметричном пучке такими факторами будут  $v_r, v_\theta, E_r, E_\theta, B_r, B_\theta$ . Рассмотрим их влияние на движение электронов в пучке.

*Влияние поперечных скоростей.* Предположим, что электрон, пройдя разность потенциалов  $U$  между катодом и анодом пушки, влетает в пространство взаимодействия (эквипотенциальное пространство) с некоторой поперечной скоростью  $v_\perp = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ . Магнитное поле будем считать однородным и направленным вдоль оси  $z$ .

Можно показать, что решение уравнений движения электрона при выбранных условиях  $E_x = E_y = 0; B_x = B_y = 0$  имеет вид:

$$x = R_\pi \sin(\eta B t + \varphi_0) + x_0, \quad (3.6)$$

$$y = -R_\pi \cos(\eta B t + \varphi_0) + y_0, \quad (3.7)$$

$$z = \sqrt{2\eta U} t + z_0, \quad (3.8)$$

$$R_\pi = v_\perp / (\eta B). \quad (3.9)$$

где  $x_0, y_0, z_0, \varphi_0$  — постоянные интегрирования, которые определяются из начальных условий;  $U$  — разность потенциалов, пройденная электроном;

Анализ полученных уравнений показывает, что электрон движется в пространстве взаимодействия по спирали с радиусом  $R_\pi$ , охватывающей силовую линию магнитного поля. Путь, проходимый электроном, в направлении силовых линий поля за время одного оборота (шаг спирали) равен

$$\lambda_\pi = \sqrt{2\eta U} (2\pi / \eta B). \quad (3.10)$$

Спиральное движение электронов и является в данном случае причиной возникновения пульсаций пучка и ослабления его взаимодействия с полем волны.

Если выразить поперечную и продольную составляющие скорости электрона в вольтах,  $R_\pi$  и  $\lambda_\pi$  — в миллиметрах, а  $B$  — в теслах, то уравнения (3.9) и (3.10) переписуются в виде:

$$R_\pi = 33,7 \cdot 10^{-4} \sqrt{U_\perp} / B, \quad (3.11)$$

$$\lambda_\pi = 212 \cdot 10^{-4} \sqrt{U} / B. \quad (3.12)$$

Из (3.11) и (3.12) видно, что радиус спирали и длина волны пульсаций изменяются обратно пропорционально значению индукции магнитного поля.

Если известна поперечная скорость электронов на входе в пространство взаимодействия ЛОВ, то, используя соотношения (3.1), (3.2), (3.11), можно найти значение индукции магнитного поля, при котором удаление электронов от поверхности замедляющей системы в процессе пульсаций не будет превышать эффективную глубину скин-слоя в пучке, т. е.

$$B = 42,8 \sqrt{U_\perp} / \lambda \sqrt{U}, \quad (3.13)$$

где  $B, T; \lambda, \text{мм}$

Причиной появления поперечных скоростей у электронов пучка могут быть тепловые скорости, линзовые эффекты и перекосы электродов пушки.

Если принять, что электроны в пушке с прямолинейным потоком, формируемом в однородном магнитном поле, покидают катод с поперечной тепловой скоростью  $v_{\perp}$ , равной наивероятнейшей скорости  $v_n = \sqrt{2kT/m}$ , то радиус спирали будет

$$R_n = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \left( \frac{1}{\eta B} \right), \quad (3.14)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $m$  — масса электрона.

Если исходить из условия, что  $\Delta = 2R_n$ , а  $T = 1400$  К (что характерно для ЛОВ субмиллиметрового диапазона), то на длине волны  $\lambda = 0,5$  мм при замедлении  $c/v_{\phi} = 8$  ( $U = 4000$  В) значение индукции фокусирующего магнитного поля должно быть равно  $0,47$  Т ( $4700$  Гс).

При работе в субмиллиметровом диапазоне для нейтрализации даже такого слабого возмущающего фактора, как тепловые скорости в параллельном потоке, требуются большие магнитные поля. При использовании сходящихся электронных пучков влияние тепловых скоростей на снижение эффективности взаимодействия в ЛОВ, как это будет показано далее, еще больше возрастает и для его компенсации требуются еще большие магнитные поля.

*Влияние пространственного заряда.* Электронный пучок, формируемый пушкой, попадает в замедляющую систему, где оказывается в эквипотенциальном пространстве, окруженном со всех сторон металлическими стенками. Наличие пространственного заряда в пучке приводит к тому, что потенциал в центре (или в плоскости симметрии) пучка будет несколько отличаться от потенциала стенки, а в самом пучке и на его границе возникает поперечное электростатическое поле  $E_x$  или  $E_y$ , под действием которого при отсутствии фокусировки пучок электронов расходится и оседает на стенках. При наличии продольного фокусирующего магнитного поля электроны движутся в скрещенных полях и совершают сложное поперечное движение.

Провисание потенциала в пучке, как известно, определяется первеансом  $P_0 = I/U^{3/2}$  [39].

Поскольку в ЛОВ МСМ диапазона рабочие токи невелики, а напряжение пучка достигает единиц киловольт, то и первеанс не превышает значения  $(1-3) \cdot 10^{-6}$  А/В<sup>3/2</sup>. В ЛОВ с многорядными замедляющими системами первеанс, пересчитанный на один пролетный канал замедляющей системы, еще меньше.

В этих условиях можно положить, что плотность пространственного заряда постоянна по сечению пучка и равна

$$\rho_e = -j/\pm v = -j/\sqrt{2\eta U}, \quad (3.15)$$

где  $j$  — плотность тока;  $U$  — потенциал стенки.

Применяя теорему Гаусса, можно показать, что для ленточно-го пучка поперечная составляющая электростатического поля на границе пучка равна

$$E_x = - \frac{j}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}} \tau, \quad (3.16)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная свободного пространства;  $\tau$  — толщина электронного пучка.

Для цилиндрического пучка поперечная составляющая электрического поля равна

$$E_r = - \frac{j}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}} r, \quad (3.17)$$

где  $r$  — радиус пучка.

Рассматривая движение крайнего электрона ленточного пучка, можно показать, что решение уравнений при условии, что  $E_z = E_y = 0$ ,  $B_x = B_y = 0$ ,  $B_z = B$ , имеет следующий вид:

$$x = - \frac{E_x}{\eta B^2} (\cos \eta B t - 1) + \frac{\tau}{2}, \quad (3.18)$$

$$y = - \frac{E_x}{\eta B^2} (\sin \eta B t - \eta B t), \quad (3.19)$$

$$z = v_z t. \quad (3.20)$$

Траектория электрона в плоскости  $xoy$  представляет собой циклоиду, т. е. кривую, которую описывает точка, лежащая на окружности, катящейся по прямой линии (рис. 3.5). В результате циклоидального движения электронный пучок пульсирует в однородном магнитном поле с амплитудой, равной диаметру окружности

$$D_{\Pi} = \frac{j\tau}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}} \frac{1}{\eta B^2}, \quad (3.21)$$

что и приводит к уменьшению эффективности взаимодействия.

Расчеты показывают, что в ЛОВ МСМ диапазона пульсации пучка, обусловленные пространственным зарядом, можно существенно уменьшить, если в области взаимодействия разбить пучок на ряд тонких, изолированных частей. Изоляция легко реализуется при работе с многорядными замедляющими системами. Действительно, выбирая достаточно малое расстояние между рядами замедляющей системы  $d_p$ , можно значительно уменьшить провисание потенциала в пролетном канале, а следовательно, и значение  $E_x$ .

Оценим с помощью числового примера значение индукции магнитного поля, которое необходимо для компенсации расталкивающего действия пространственного заряда пучка, исходя из условия, что  $D_{\Pi} = \Delta$ . Пусть  $j = 100$  А/см<sup>2</sup>,  $\lambda =$

$=0,5$  мм,  $c/v_{\phi}=8$ , а  $d_p=\tau=0,03$  мм. Тогда, в соответствии с (3.21),  $B=0,102$  Т, что в 4,5 раза меньше по сравнению с предыдущим случаем, где рассматривалось влияние тепловых скоростей.

Пространственный заряд пучка в соответствии с (3.19) вызывает в магнитном поле также и угловой снос электронов вдоль оси  $y$  со средней скоростью

$$v_y = \frac{j\tau}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta U B}} \quad (3.22)$$

Можно убедиться, что для аксиально-симметричного пучка действие пространственного заряда в однородном магнитном поле приводит к появлению

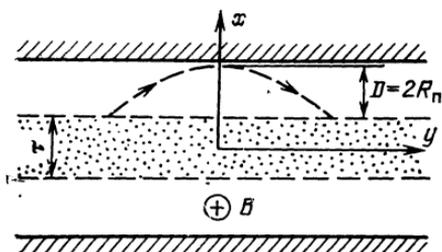


Рис. 3.5. Схема, поясняющая поперечный снос электронов в ленточном электронном пучке под действием сил пространственного заряда и магнитного поля

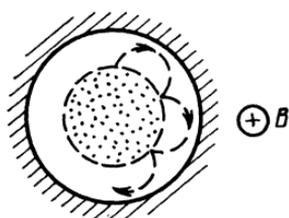


Рис. 3.6. Азимутальное движение электронов в цилиндрическом пучке

азимутального движения электронов (рис. 3.6). Средняя угловая скорость граничного электрона при этом равна

$$\frac{d\theta}{dt} \approx 3 \cdot 10^4 \frac{I}{\sqrt{U} Br^2}, \quad (3.23)$$

где  $I$ , А;  $U$ , В;  $B$ , Т;  $r$ , м.

Необходимо отметить, что при формировании параллельных электронных пучков азимутальная скорость и скорость сноса электронов минимальны по отношению к тем же параметрам сходящихся пучков, сформированным в неоднородном магнитном поле.

Следует заметить также, что в ряде случаев малое провисание потенциала в пучке и относительно небольшое расталкивающее действие пространственного заряда позволяют использовать электронные пушки с плоскими электродами, что упрощает конструкцию пушки и прибора в целом.

*Влияние анодной линзы на пульсации электронного пучка.* Провисание потенциала вблизи отверстия анода, обусловленное неравенством напряженностей электростатических полей справа и слева от плоскости анода приводит к появлению поперечной со-

ставляющей поля, которая отклоняет электроны от прямолинейного пути, что эквивалентно действию электронной линзы (сферической для круглого отверстия и цилиндрической — для щели).

Аналитические методы расчета линз позволяют записать продольную и поперечную компоненты напряженности электрического поля, используя которые можно произвести численное интегрирование уравнений движения электрона при наличии фокусирующего магнитного поля.

В качестве примера исследуем характер движения электронов в триодной пушке с плоскими электродами, формирующими ленточный пучок в однородном магнитном поле (рис. 3.7). Триодная пушка довольно широко используется в ЛОВ миллиметрового диапазона, а в диодном варианте (без первого анода) — в субмиллиметровом диапазоне.

В [40] показано, что продольная  $E_z^I$  и поперечная  $E_x^I$  составляющие электрического поля тонкой цилиндрической линзы, образованной щелью первого анода триодной пушки в параосиальном приближении, равны

$$E_z^I = -\frac{1}{2}(E_2 - E_1) \frac{z}{\sqrt{b_0^2 + z^2}} - \frac{1}{2}(E_1 + E_2), \quad (3.24)$$

$$E_x^I = \frac{1}{2}(E_2 - E_1)x \left[ \frac{1}{\sqrt{b_0^2 + z^2}} \left( 1 - \frac{z^2}{b_0^2 + z^2} \right) \right], \quad (3.25)$$

где  $2b_0$  — высота анодного отверстия;  $E_1$  и  $E_2$  — напряженности поля вдали от плоскости анода;  $x$  — положение электрона относи-

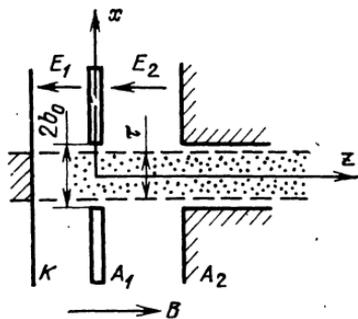


Рис. 3.7. Схематическое изображение триодной пушки с плоскими электродами

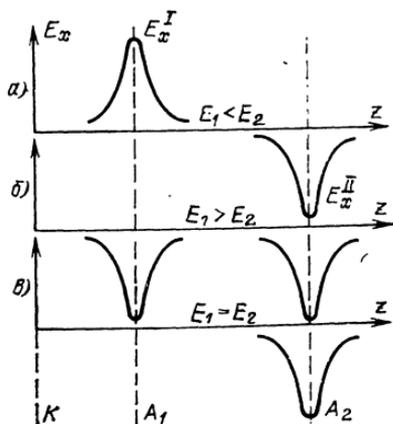


Рис. 3.8. Относительное распределение поперечной составляющей напряженности электрического поля в триодной пушке

тельно плоскости симметрии щели анода;  $z$  — текущая координата.

Аналогично для линзы, образованной щелью второго анода, можно записать

$$E_z^{II} = \frac{1}{2} E_2 \frac{z}{\sqrt{b_0^2 + z^2}} - \frac{1}{2} E_2, \quad (3.26)$$

$$E_x^{II} = -\frac{1}{2} E_2 x \left[ \frac{1}{\sqrt{b_0^2 + z^2}} \left( 1 - \frac{z^2}{b_0^2 + z^2} \right) \right]. \quad (3.27)$$

Анализ уравнений (3.25) и (3.27) показывает, во-первых, что поперечные составляющие полей  $E_x^I$  и  $E_x^2$  имеют максимумы, находящиеся в плоскости анодов, которые соответственно равны

$$E_{x \max}^I = \frac{1}{2} (E_2 - E_1) \frac{x}{b_0}, \quad (3.28)$$

$$E_{x \max}^{II} = -\frac{1}{2} E_2 \frac{x}{b_0}. \quad (3.29)$$

Во-вторых, поперечные составляющие полей быстро убывают при удалении от плоскости анодов и их практически можно не учитывать на расстояниях  $z > 2b_0$ . В-третьих, максимум поперечной составляющей поля, воздействующей на электроны, находящиеся на границе пучка тем меньше, чем меньше отношение толщины пучка к высоте анодного отверстия. В-четвертых, линзовое действие отверстия первого анода прекращается, если  $E_1 = E_2$ .

На рис. 3.8 показано изменение поперечной составляющей поля вдоль оси триодной пушки для трех случаев, когда  $E_1 < E_2$ ,  $E_1 > E_2$  и  $E_1 = E_2$ . При наличии продольного магнитного поля электроны вблизи анодов движутся в скрещенных полях, что и приводит к возмущению пучка. Производя численное интегрирование уравнения движения при условии  $B_x = B_y = 0$ , можно вычислить суммарную поперечную составляющую скорости электрона на выходе из пушки в однородном магнитном поле. Зная поперечную скорость, можно определить радиус спирали и, следовательно, оценить пульсации пучка в области замедляющей системы.

Необходимо отметить, что в ЛОВ МСМ диапазона из-за больших напряжений на электродах пушки и малых расстояний между ними линзовое действие анодных отверстий довольно велико и может приводить к значительным пульсациям пучка.

Приведем результаты численного расчета линзового действия первого анода в триодной пушке и линзового действия анода диодной пушки. В первом случае расчет проводился при условии, что  $E_1 = 1000$  В/мм,  $E_2 = 1500$  В/мм,  $B = 0,3$  Т,  $d_{k-a1} = 0,3$  мм,  $d_{k-a2} = 2$  мм,  $x = b_0 = 0,15$  мм, в интервале от  $z = -d_{k-a1}$  до  $z = 2b_0$ . Результаты расчета приведены на рис. 3.9,а—3.9,е.

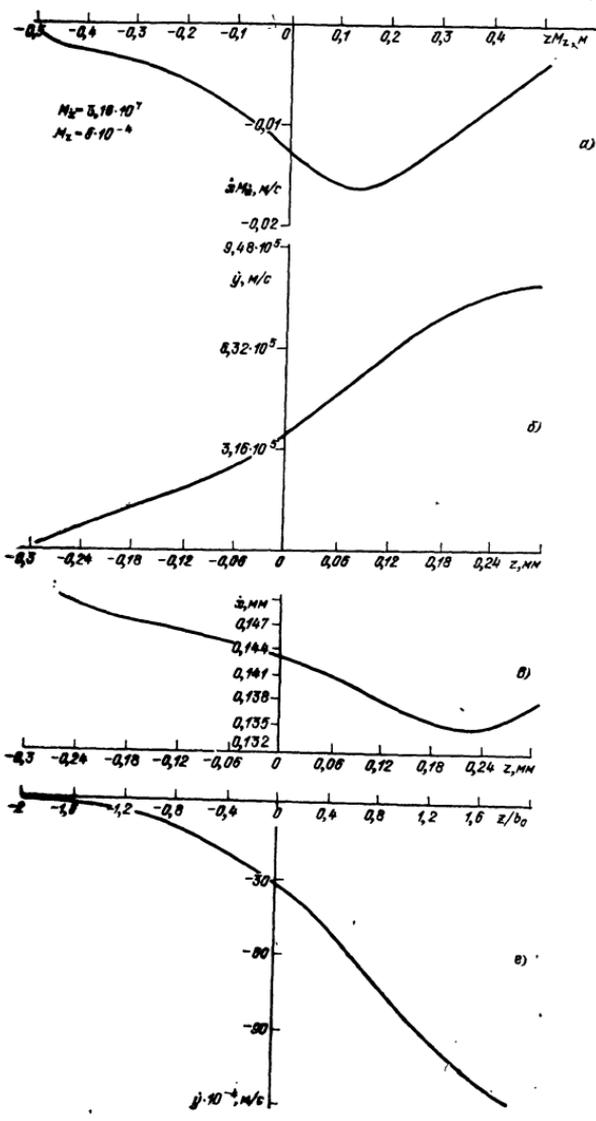
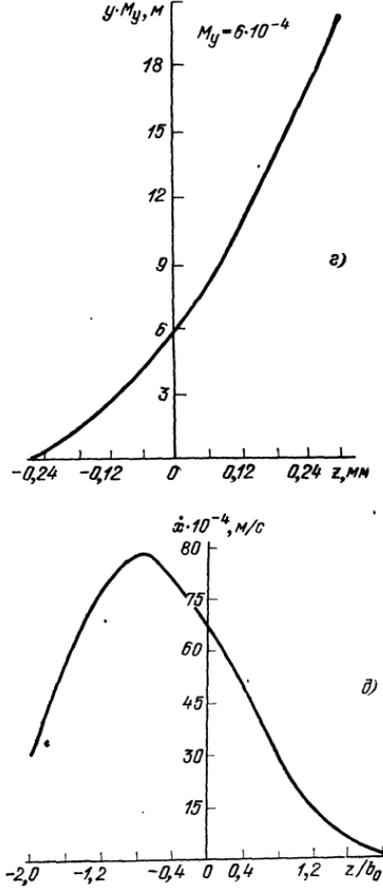


Рис. 3.9. Зависимости поперечной составляющей скорости электрона (по осям  $x$  и  $y$ ) от текущей координаты  $z$  на выходе из первого анода триодной пушки (а, б) и смещения электрона (по осям  $x$  и  $y$ ) и поперечной скорости электрона на выходе из анода диодной пушки от текущей координаты ( $\partial$ , е)



На рис. 3.9,а, б представлены зависимости поперечной составляющей скорости электрона (по осям  $x$  и  $y$ ) от текущей координаты  $z$ . Если на основе этих данных подсчитать суммарную поперечную составляющую скорости электрона на выходе из первого анода, то, выражая скорость в эквивалентных вольтах, получим

$$U_{\perp} = \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{(5,93 \cdot 10^5)^2} \approx 2 \text{ В.}$$

На рис. 3.9,в, г приведены зависимости смещения электрона (по осям  $x$  и  $y$ ) от текущей координаты  $z$ .

На рис. 3.9,д, е представлены результаты численного расчета поперечной скорости электрона на выходе из анода диодной пушки, когда  $E_2 = 3300 \text{ В/мм}$ ,  $2b_0 = \tau = 0,4 \text{ мм}$ ,  $B = 0,7 \text{ Т}$ . Как видно из рисунка, результирующая поперечная скорость граничного электрона пучка превышает 2 В, что приблизительно в 4,5 раза больше поперечной тепловой скорости электрона, покидающего катод при температуре  $T = 1400 \text{ К}$ .

Для оценки пульсаций, вызываемых анодной линзой, можно воспользоваться приближенным методом расчета. Сущность его заключается в том, что влиянием магнитного поля на преломляющее действие анодного отверстия здесь можно пренебречь, а поперечную составляющую скорости рассчитывать по известным формулам электронной оптики без учета магнитного поля. Согласно [39] поперечная составляющая скорости электрона на выходе из линзы будет

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{\eta}{2U}} (E_1 - E_2) x, \quad (3.30)$$

где  $x$  — положение электрона относительно плоскости симметрии щелевого отверстия. Полагая  $E_2 = 0$  для диодной пушки, а также учитывая, что  $x$  изменяется от нуля до  $\tau/2$ , можно ввести среднюю поперечную скорость

$$\bar{v}_{\perp} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\tau}{d_{\text{к-а}}} U^{1/2} \eta^{1/2}, \quad (3.31)$$

где  $U$  — напряжение анода пушки;  $d_{\text{к-а}}$  — расстояние между катодом и анодом пушки. Соответствующий этой скорости радиус спиральной траектории электрона в однородном магнитном поле равен

$$R_{\text{п}} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\tau}{d_{\text{к-а}}} \frac{U^{1/2}}{\eta^{1/2} B}. \quad (3.32)$$

Так же, как и в предыдущих случаях, оценим значение индукции магнитного поля, которое необходимо для компенсации рассеивающего действия анодной линзы, исходя из условия, что максимальное удаление электрона в процессе

пульсаций не будет превышать эффективной глубины скин-слоя в пучке, т. е. когда  $\Delta = 2R_p$ . Пусть  $\lambda = 0,5$  мм,  $c/v_\phi = 8$ ,  $\tau/a_{k-a} = 0,1$  (эти параметры характерны для ЛОВ субмиллиметрового диапазона). Подставляя эти значения в (3.32 и 3.2), находим  $B = 1,07$  Т.

Расчеты и практика показывают, что из всех рассмотренных ранее возмущающих факторов анодная линза оказывает наибольшее действие на пульсации пучка. Для уменьшения линзовых эффектов необходимо правильно выбрать соотношения размеров между толщиной электронного пучка  $\tau$  и высотой анодного отверстия  $2b_0$ . Как следует из (3.28) и (3.29), для уменьшения пульсаций следует увеличивать  $2b_0$  (рис. 3.10). Однако при этом необходимо учитывать следующее. Во-первых, увеличивать высоту анодного отверстия можно до значения, при котором потенциал в центре анодного отверстия и напряженность электрического поля  $E_z$  у поверхности катода уменьшаются еще незначительно, во-вторых, с увеличением высоты анодного отверстия в блоке замедляющей системы ухудшается теплоотвод от теплорассеивающих скосов на входе в замедляющую систему и, кроме того, увеличивается их длина. Увеличение длины теплорассеивающих скосов может привести к увеличению общей длины прибора, а следовательно, и магнитного зазора, что при больших магнитных полях приводит к значительному увеличению массы и габаритов магнитных фокусирующих систем.

Обычно в ЛОВ МСМ диапазона при создании электронных пушек выбирают отношение  $2b_0/\tau \approx 2-4$ . Из анализа уравнений (3.28) и (3.29), в частности, следует, что пульсации пучка могут возрасти из-за нарушения центровки электродов пушки, так как при этом изменяется отношение  $x/b_0$ . Следует заметить также, что при создании относительно низковольтных и широкодиапазонных ЛОВ для уменьшения перепада выходной мощности в рабочем диапазоне расстояние между электродами триодной пушки и напряжение на электродах следует выбирать исходя из того, что условие  $E_1 \approx E_2$  выполняется на длинноволновой границе зоны генерации ЛОВ. Вызвано это тем, что мощность электронного пучка при перестройке ЛОВ уменьшается от коротковолновой границы диапазона перестройки к длинноволновой границе. Поэтому и пульсации пучка должны быть минимальными там, где меньше подводимая мощность пучка.

Необходимо отметить также, что в триодной пушке линзовое действие первого анода можно компенсировать линзовым дейст-

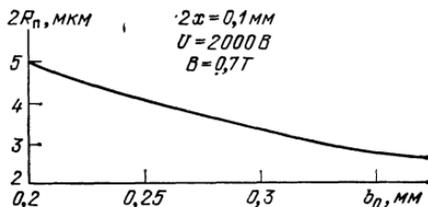


Рис. 3.10. Расчетная зависимость величины пульсаций от высоты анодного отверстия диодной пушки

вием второго. Для этого первая линза пушки должна быть рассеивающей, а расстояние между анодами таким, чтобы при заданном магнитном поле и пространственном заряде электронный пучок входил во вторую линзу сходящимся. Для иллюстрации сказанного на рис. 3.11, *а, б* приведены результаты расчета на ЭВМ траекторий электронов ленточного пучка для собирающей и рассеивающей линз первого анода. Как видно из рисунков, пульсации пучка в случае рассеивающего действия линзы первого анода значительно меньше (более 3 раз), чем для собирающего, несмотря даже на второе большую плотность тока пучка.

Большое значение для получения минимальных пульсаций и улучшения взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем замедляющей системы при заданной геометрии пушки имеет правильное расположение электронного пучка и замедляющей системы относительно центра анодного отверстия (рис. 3.12). Так, для ЛОВ с замедляющей системой встречные штыри является обычным симметричное расположение пучка и анодного отверстия (рис. 3.12, *а*). При работе с многорядной штыревой гребенкой более выгодным является асимметричное расположение пучка (рис. 3.12, *б*), что обусловлено неравномерностью распределения высокочастотного поля в зазоре между штырями гребенки и над гребенкой (сравни с рис. 3.12, *б*).

*Влияние перекосов между электродами.* Перекосы между электродами (рис. 3.13, *а*) возникают в результате неточной сборки электронной пушки. При перекосе катода относительно анода силовые линии электрического поля в пространстве между ними искривляются, в результате чего появляется поперечная составляющая поля  $E_x$ . Для выбранной на рис. 3.13 системы координат  $E_x$  плавно уменьшается от катода к аноду

$$E_x = \frac{U}{R_0 \alpha_0} \sin \alpha, \quad (3.33)$$

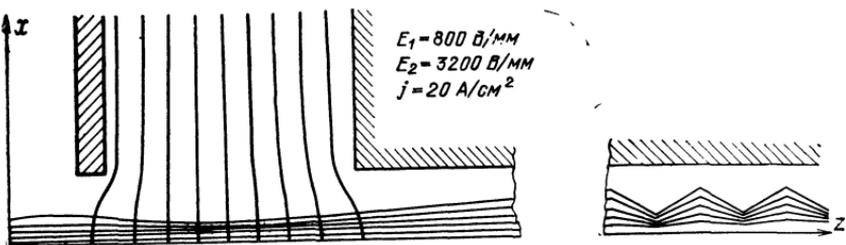
где  $U$  — разность потенциалов между катодом и анодом;  $R_0$  — радиус кривизны силовой линии электрического поля;  $\alpha_0$  — угол перекоса между электродами;  $\alpha$  — угол между направлением силовой линии и осью  $z$ .

Для малых перекосов, учитывая, что  $d_{к-а} \approx R_0 \alpha_0$ ,  $\sin \alpha \approx \alpha$ , получим

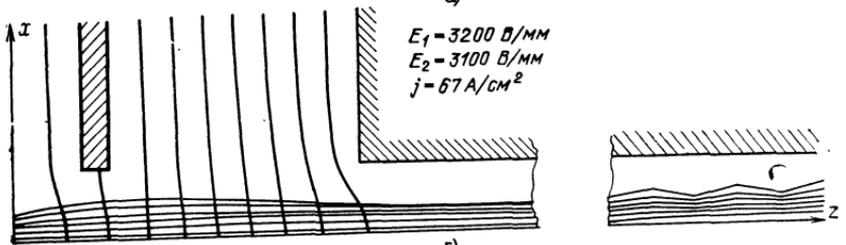
$$E_x = \frac{U \alpha_0}{d_{к-а}} \frac{(d_{к-а} - z)}{d_{к-а}}, \quad (3.34)$$

где  $d_{к-а}$  — среднее расстояние между катодом и анодом.

Под действием этого поля электроны пучка при входе в замедляющую систему приобретают поперечную составляющую скоро-

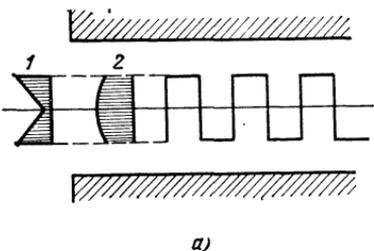


а)



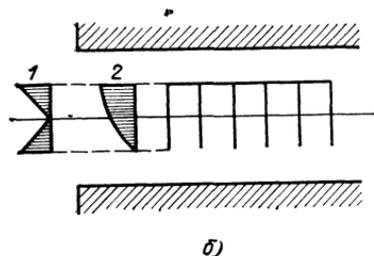
б)

↑ Рис. 3.11. Траектории электронов ленточного пучка, рассчитанные на ЭВМ, в триодной пушке для собирающей (а) и рассеивающей (б) линз первого анода



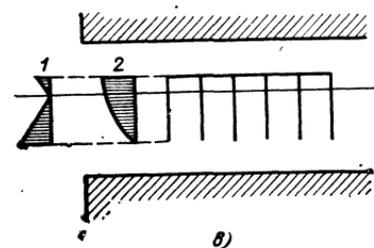
а)

← Рис. 3.12. Взаимное расположение электронного пучка и замедляющей системы относительно центра анодного отверстия (1 — распределение пульсаций по высоте пучка, 2 — распределение ВЧ поля ( $E_2$ ) по высоте щелей)

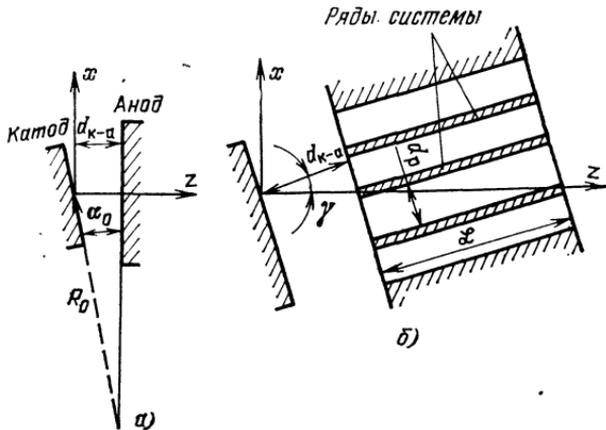


б)

↓ Рис. 3.13. К расчету пульсаций пучка, вызванных перекосами электродов пушки (а) и наклоном пушки в магнитном поле (б)



в)



сти  $v_{\perp}$ , которая, как следует из (3.34), меньше поперечной скорости, получаемой электроном в постоянном поперечном электрическом поле  $E_x = \frac{U}{d_{\kappa-a}} \alpha_0$ , не зависящем от координаты  $z$ . Вводя среднее значение  $\bar{E}_x = \frac{1}{2} \frac{U}{d_{\kappa-a}} \alpha_0$  и производя интегрирование уравнений движения при условии  $E_y = B_x = B_y = 0$ , получим

$$\dot{x} = (\bar{E}_x/B) \sin \eta B t, \quad (3.35)$$

$$\dot{y} = (\bar{E}_x/B) (1 - \cos \eta B t), \quad (3.36)$$

где  $t \approx d_{\kappa-a} / \sqrt{2\eta U}$  — время пролета электрона от катода до анода. Полная поперечная составляющая скорости электрона

$$v_{\perp} = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}. \quad (3.37)$$

Подставляя в (3.37) среднее значение поля  $\bar{E}_x$ , окончательно получаем

$$v_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{U \alpha_0}{d_{\kappa-a} B} \sqrt{1 - \cos \eta B t}. \quad (3.38)$$

Соответствующий этой скорости радиус спирали, по которой будет двигаться электрон в однородном магнитном поле, равен

$$R_{\pi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{U \alpha_0}{\eta B^2} \sqrt{1 - \cos \eta B t}. \quad (3.39)$$

Из (3.39) следует, что максимальный радиус спирали, обусловленный перекосами электродов, не может превысить

$$R_{\pi \max} \leq \frac{U \alpha_0}{d_{\kappa-a} \eta B^2}. \quad (3.40)$$

Спиральное движение электронов возникает также вследствие того, что при юстировке ЛОВ в магнитном поле для увеличения эффективности взаимодействия электронный пучок приходится пускать под некоторым углом  $\gamma$  к замедляющей системе (рис. 3.13, б). Возникающая при наклоне электронной пушки относительно магнитного поля поперечная составляющая электрического поля  $E_x$  при малых углах наклона равна

$$E_x = \frac{U}{d_{\kappa-a}} \gamma. \quad (3.41)$$

При движении в скрещенных полях электрон приобретает поперечную составляющую скорости

$$v_{\perp} = \frac{\sqrt{2} U \gamma}{d_{к-а} B} \sqrt{1 - \cos \eta B t}. \quad (3.42)$$

Соответствующий этой скорости радиус спирали равен

$$R_{\pi} = \frac{\sqrt{2}}{\eta B^2} \frac{U \gamma}{d_{к-а}} \sqrt{1 - \cos \eta B t}. \quad (3.43)$$

При использовании многорядных замедляющих систем угол наклона  $\gamma$  обычно меньше  $d_p/\mathcal{L}$ , где  $d_p$  — расстояние между рядами системы,  $\mathcal{L}$  — длина замедляющей системы, и, как правило, не превышает 0,005.

Как следует из (3.43), максимальный радиус спирали, обусловленный наклоном всей пушки в магнитном поле, не может превышать

$$R_{\pi \max} \leq \frac{2U \gamma}{d_{к-а} \eta B^2}. \quad (3.44)$$

Оценим индукцию магнитного поля, при которой максимальное удаление электронов от поверхности замедляющей системы в результате пульсаций, вызванных перекосами электродов пушки, не превышает эффективной глубины скин-слоя в пучке.

Пусть  $\lambda=0,5$  мм,  $c/v_{\text{ф}}=8$ ,  $d_{к-а}=0,8$  мм,  $\alpha_0=0,01$ . Подставляя в (3.40) и (3.2), найдем  $B=0,336$  Т.

В субмиллиметровом диапазоне даже относительно небольшие перекосы электродов оказывают заметное влияние на качество электронного пучка и требуют для их компенсации довольно больших магнитных полей.

В заключение отметим, что, сопоставляя между собой пульсации, обусловленные тепловыми скоростями электронов, пространственным зарядом пучка, линзовыми действиями анодных отверстий и перекосами электродов пушки при формировании несходящихся электронных пучков, можно сказать, что анодные линзы вызывают наибольшие возмущения пучка по сравнению с другими факторами.

*Влияние экранировки катода и условий ввода пучка в однородное магнитное поле.* Для формирования сходящегося электронного пучка в магнитном поле используют пушки с катодом, частично или полностью экранированным от магнитного поля (рис. 3.14, а, б). Рассмотрим, как влияет экранировка катода на траектории движения электронов. При экранировке катода от магнитного поля через поверхность катода в общем случае проходит меньший магнитный поток, чем через поперечное сечение электронного пучка в пространстве взаимодействия, где магнитное поле

становится однородным. В результате электроны, пролетев расстояние от катода до замедляющей системы, пересекут часть силовых линий магнитного поля. Согласно теореме Буша, они при этом приобретут поперечную составляющую скорости  $v_y$  или  $v_\theta$ , пропорциональную разности магнитных потоков. Наличие этой скорости

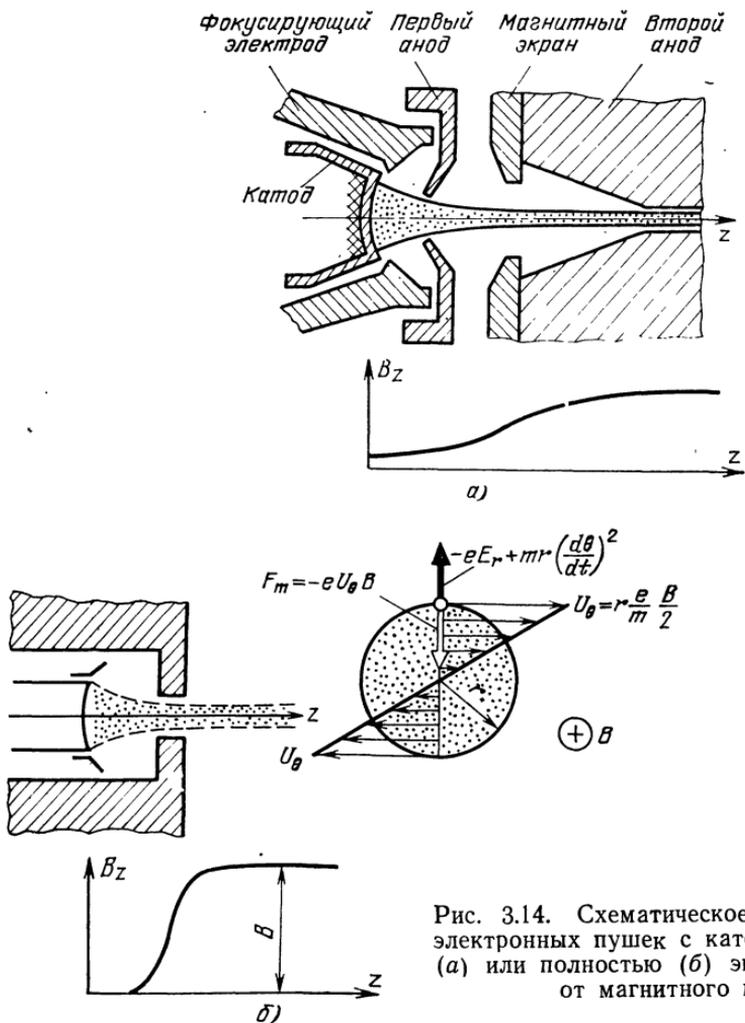


Рис. 3.14. Схематическое изображение электронных пушек с катодом, частично (а) или полностью (б) экранированным от магнитного поля

сти в сочетании с продольным магнитным полем приводит к появлению дополнительной магнитной силы  $F_m$ , действующей на электроны пучка. Для ленточного пучка

$$F_m = -ev_y B_z = -e \frac{\eta B_z}{2} (\Psi - \Psi_k) \quad (3.45)$$

и направлена к плоскости симметрии пучка.

Для аксиально-симметричного пучка магнитная сила равна  $F_m = -ev_0 B_z$  и направлена к оси симметрии пучка.

Таким образом, магнитная сила и сила, создаваемая пространственным зарядом пучка, действуют на электроны в противоположных направлениях и при определенных условиях могут взаимно скомпенсироваться. В этом случае принципиально возможно получить пучок неизменного поперечного сечения без пульсаций его границ. Если же баланс сил нарушается (например, магнитная сила становится больше или меньше силы пространственного заряда), то пучок начнет снова пульсировать. Характерно то, что в отличие от пучков, сформированных в однородном магнитном поле, амплитуда пульсации здесь будет увеличиваться не только при уменьшении значения магнитного поля, но и при увеличении его по сравнению с оптимальным значением \*).

Если для ленточного пучка в переходной области магнитное поле считать двумерным, то в параксиальном приближении уравнение (3.45) можно записать в следующем виде

$$F_m = -e\eta B_z^2 \left( x - \frac{B_k}{B_z} x_k \right), \quad (3.46)$$

или для области однородного магнитного поля

$$F_m = -e\eta B^2 \left( x - \frac{B_k}{B} x_k \right), \quad (3.46')$$

где  $x_k$  — полутолщина пучка на катоде;  $B_k$  — магнитная индукция на катоде пушки;  $x$  — текущая полутолщина пучка.

В уравнении (3.46') отношение  $B_k/B$  характеризует степень экранировки катода от магнитного поля.

Используя выражение (3.16) для напряженности электрического поля, создаваемого пространственным зарядом пучка, и приравняв магнитную силу силе пространственного заряда, можно получить выражение для оптимальной магнитной индукции

$$B_{opt}^2 = \frac{j}{\sqrt{2} \varepsilon_0 \gamma^{3/2} \sqrt{U} (1 - \sqrt{K})}, \quad (3.47)$$

где  $j$  — плотность тока в пучке;  $K = (\Psi_k/\Psi)^2$  — параметр катодных условий.

Из уравнения (3.47) следует, что  $B_{opt}$  минимально, когда  $K=0$ , т. е. при полной экранировке катода. Это минимальное значение поля называется бриллюэновским полем. Если бриллюэновское магнитное поле обозначить  $B_B$ , то уравнение (3.47) запишется в виде

$$B_{opt}^2 = B_B / (1 - \sqrt{K}). \quad (3.48)$$

\*) В литературе такие пучки получили название магнитно-сфокусированных.

Увеличение индукции магнитного поля на катоде пушки уменьшает разность магнитных потоков  $\Psi - \Psi_k$ , что в соответствии с (3.4) приводит к уменьшению поперечной составляющей скорости  $v_y$ , а, следовательно, и магнитной силы. Для восстановления нарушенного равновесия, т. е. для сохранения равенства  $-eE_x = ev_y B$  магнитное поле необходимо увеличивать по сравнению с бриллюэновским. Вот почему при уменьшении степени экранировки катода оптимальное магнитное поле возрастает.

Интересно отметить следующую особенность электронных пучков, формируемых пушками, у которых катод полностью экранирован от магнитного поля. Если магнитное поле в таких пушках существенно (в 2—3 раза) превышает бриллюэновское, то поперечная составляющая скорости  $v_y$  превращается в сильный возмущающий фактор, который может вызвать пульсации пучка с амплитудой, достигающей половины толщины пучка. Действительно, если  $B_k = 0$ , то  $v_y = \eta Bx$ . Подставляя это значение в выражение (3.9), найдем  $R_n = v_y / (\eta B) = x$ .

С уменьшением степени экранировки катода амплитуда пульсации уменьшается в первом приближении в  $(1 - \sqrt{K})$  раз.

В общем случае уравнение, описывающее контур ленточного пучка в области однородного магнитного поля при произвольной степени экранировки катода, имеет вид

$$x(z) = x_0 + R_n \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_n} z + \varphi_0 \right), \quad (3.49)$$

где  $x_0$  — равновесная полутолщина пучка;  $R_n$  — амплитуда пульсаций;  $\lambda_n$  — длина волны пульсаций;  $\varphi_0$  — начальная фаза пульсаций.

Равновесная полутолщина пучка жестко связана с током пучка, напряжением, магнитным полем и экранировкой катода

$$x_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{I_0}{\varepsilon_0 \eta^{3/2}} \frac{B_k}{B^2 \sqrt{U}} + \frac{B_k}{B} x_k, \quad (3.50)$$

где  $I_0$  — ток, приходящийся на единицу ширины пучка.

Первый член правой части уравнения (3.50) получил название бриллюэновской полутолщины.

Амплитуда пульсаций пучка равна

$$R_n = x(0) \sqrt{\left[ 1 - \frac{x_0}{x(0)} \right]^2 + \left[ \frac{v \operatorname{tg} \gamma_0}{\eta B x(0)} \right]^2}, \quad (3.51)$$

где  $x(0)$  и  $\operatorname{tg} \gamma_0$  — полутолщина пучка и тангенс угла наклона траектории на входе пучка в область однородного магнитного поля.

Анализ выражения (3.51) показывает, что амплитуда пульсаций складывается из двух компонент. Одна из них определяется поперечной составляющей скорости  $v_{\perp} = v \operatorname{tg} \gamma_0$  при входе пучка в однородное магнитное поле, вторая компонента обусловлена отличием начального размера пучка от равновесного. Фи-

зически появление пульсаций при несовпадении начального (на входе в однородное магнитное поле) и равновесного размера пучка объясняется тем, что силы пространственного заряда оказываются нескомпенсированными магнитными силами в результате того, что электроны пересекают большее или меньшее число силовых линий магнитного поля, чем это необходимо для равновесного движения.

Из проведенного анализа можно сделать следующий вывод. Пересечение электронами силовых линий магнитного поля в переходной области (когда  $\Psi \neq \Psi_k$ ) приводит к появлению дополнительного возмущающего фактора в виде поперечной компоненты скорости  $v_y$ . Если действие этого фактора удастся скомпенсировать силами пространственного заряда пучка, то возникает поперечный снос электронов. Угол сноса электронов  $\chi$  при этом вычисляется по формуле:

$$\operatorname{tg} \chi = v_y/v_z = (\Psi - \Psi_k) \sqrt{\eta/2} \sqrt{2U}. \quad (3.52)$$

Если же силы пространственного заряда неполностью компенсируют действие указанного фактора, то возникают дополнительные пульсации пучка. На практике реализовать пучок, основанный только на балансе сил пространственного заряда и магнитного поля, не удастся: на электроны пучка действуют не только силы пространственного заряда, но и анодные линзы, а также поперечные электрические поля, возникающие из-за неточностей сборки пушки. К тому же пространственный заряд из-за наличия ионов в пучке не остается постоянным и может изменяться во времени.

Скорость сноса приобретает наибольшее значение, когда катод полностью экранирован от магнитного поля. Если катод находится в достаточно сильном однородном магнитном поле и его толщина соответствует толщине пучка в пространстве взаимодействия, то скорость сноса обращается в нуль. Этому же соответствует и частный случай экранировки катода, когда магнитный поток, пронизывающий контур пучка от пространства взаимодействия до катода, остается неизменным ( $\Psi = \Psi_k$ , но  $B_k < B$ ). Электронные пучки, формируемые при таких условиях, получили название пучков с магнитным сопровождением.

Рассмотренные физические закономерности справедливы и для аксиально-симметричных пучков.

Уравнение траектории крайнего электрона пучка при произвольной степени экранировки катода имеет вид:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\eta B_z^2}{8U} r \left[ 1 - \left( \frac{B_k}{B_z} \right)^2 \left( \frac{r_k}{r} \right)^4 \right] - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta} U^{3/2} r} = 0, \quad (3.53)$$

где  $I$  — ток пучка;  $r$  — текущий радиус пучка;  $r_k$  — радиус катода.

Анализ этого уравнения показывает, что в общем случае радиус пучка в продольном магнитном поле периодически изменяется относительно некоторого

равновесного значения  $r_0$ . Для малых отклонений от равновесного радиуса приближенное решение уравнения (3.53) имеет вид [41]

$$r = r_0 + R_n \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_n} z + \varphi_0 \right), \quad (3.54)$$

где 
$$R_n = r(0) \sqrt{\left[ 1 - \frac{r_0}{r(0)} \right]^2 + \frac{2}{1+K} \left[ \frac{v \operatorname{tg} \gamma_0}{\eta B r(0)} \right]^2}, \quad (3.55)$$

а  $r(0)$  и  $\operatorname{tg} \gamma_0 = dr/dz$  — соответственно радиус пучка на входе в область однородного магнитного поля и наклон траектории на входе в эту область.

Из (3.55) следует, что амплитуда пульсации возрастает тем сильнее, чем больше отличается  $r(0)$  от равновесного значения. Физически это эквивалентно отличию индукции магнитного поля от оптимального значения, при котором соблюдается баланс сил пространственного заряда и магнитного поля. Для аксиально-симметричного пучка оптимальное магнитное поле

$$B_{\text{opt}} = \frac{B_B}{\sqrt{1-K}}^* \quad (3.56)$$

Особый интерес представляет решение уравнения (3.53) для больших отклонений от равновесного радиуса, что имеет место, когда магнитное поле в несколько раз превышает оптимальное значение.

Если ввести безразмерные (нормализованные) параметры  $R = r/r_0$ ,  $Z = z/l_0$ , где  $l_0$  — масштабная длина, то уравнение (3.53) для области, где магнитное поле однородно, преобразовывается к виду:

$$d^2 R/dZ^2 + \nu R - \nu K/R^3 - \delta/R = 0, \quad (3.57)$$

где  $\nu = \eta B^2 l_0^2 / 8U$  — параметр магнитного поля;  $\delta = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2}\eta U^{3/2}} \left( \frac{l_0}{r_0} \right)^2$  — параметр пространственного заряда;  $K = (B_K/B)^2 (r_K/r_0)^4$  — параметр катодных условий.

Согласно [41] решение уравнения (3.57) для экстремальных значений радиуса, т. е. в точках максимума и минимума  $R$  имеет вид

$$\ln R_m + \frac{\nu}{2\delta} \left[ 1 - R_m^2 + K \left( 1 - \frac{1}{R_m^2} \right) \right] + \frac{(R'_0)^2}{2\delta} = 0, \quad (3.58)$$

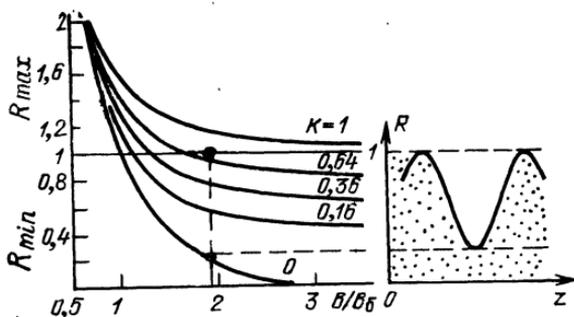
где  $R'_0 = dR/dZ$  при  $R=1$ .

На рис. 3.15 представлены результаты решения уравнения (3.58) в виде зависимостей  $R_{\text{max}}$  и  $R_{\text{min}}$  от отношения рабочего магнитного поля к бриллюэновскому  $B/B_B$  для случаев, когда через катод проходит 0, 40, 60, 80 и 100% магнитного потока. При этом выбраны такие условия, когда поперечная составляющая скорости электрона, обусловленная тепловыми скоростями, линзовыми эффектами и перекосами электродов пушки, равна нулю. Анализ полу-

\* Для аксиально-симметричного пучка  $B_B = \frac{\sqrt{2} j}{\epsilon_0 \eta^{3/2} \sqrt{U}}$  [39].

ченных кривых показывает, что при больших магнитных полях ( $B/B_B > 2$ ), которые требуются в ЛОВ МСМ диапазона, пульсации электронного пучка, обусловленные совместным действием пространственного заряда, азимутальной скорости (пропорциональной разности магнитных потоков) и продольного магнитного поля, резко возрастают при уменьшении магнитного потока на катоде пуш-

Рис. 3.15. Зависимости максимального и минимального радиусов аксиально-симметричного пучка при произвольной степени экранировки катода от отношения  $B/B_B$ . Справа показана схема определения пульсаций по данному графику



ки, т. е. при увеличении степени экранировки катода. В частности, при полной экранировке катода и  $B/B_B \approx 3$  амплитуда пульсации пучка достигает почти половины радиуса. Этот же результат можно получить и из простых физических соображений. Действительно, при больших магнитных полях можно пренебречь действием пространственного заряда, а пульсации считать обусловленными лишь азимутальной скоростью. Тогда, в соответствии с теоремой Буша, азимутальная составляющая скорости граничного электрона равна  $v_\theta = \eta Br/2$ . Подставляя это выражение в (3.9), имеем  $R_{\text{п}} = v_\theta / (\eta B) = r/2$ .

Наоборот, при увеличении магнитного потока на катоде пульсации электронного пучка уменьшаются и стабильность пучка увеличивается.

Особенностью электронных пучков, формируемых пушкой с экранированным от магнитного поля катодом, как уже отмечалось, является также значительное угловое перемещение электронов. Угловая скорость электронов в соответствии с (3.5) в параксиальном приближении равна

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B}{2} \left[ 1 - \frac{B_k}{B} \left( \frac{r_k}{r} \right)^2 \right]. \quad (3.59)$$

Если  $B_k = 0$ , то угловая скорость приобретает наибольшее значение и не зависит от радиуса. Это означает, что электронный пучок поворачивается в пространстве как единое целое с данной угловой скоростью. Интересно отметить, что за время одной пульсации такой пучок успевает повернуться на угол  $\theta_{\text{лп}} = \pi \sqrt{2} = 254^\circ$ , а при пролете 1 мм длины в пространстве взаимодействия поворачивается на угол

$$\theta_1 = 5 \cdot 10^{-4} \eta^{1/2} B / \sqrt{2U}. \quad (3.60)$$

Если в (3.60) подставить значение  $B=1$  Т и  $U=4000$  В, характерные для ЛОВ, работающей на длине волны  $\lambda=0,5$  мм, то угол  $\theta_1=134^\circ$ .

Использование быстро вращающихся электронных пучков на практике не всегда рационально. Так, если замедляющая система для увеличения активной поверхности имеет продольные каналы, как например у лампы Мильмана [42], или используется многорядная замедляющая система, то быстрое вращение пучка приводит к оседанию электронов на стенках пролетных каналов уже в самом начале замедляющей системы.

По мере уменьшения экранировки катода от магнитного поля угловая скорость электронов уменьшается. Если катод не экранирован от магнитного поля или созданы условия, когда  $\Psi=\Psi_k$ , то угловая скорость, вызванная разностью магнитных потоков, обращается в нуль и остается лишь угловая скорость, определяемая уравнением (3.23), которое учитывает поворот электронов, вызванный пространственным зарядом пучка.

*Влияние компрессии пучка.* Стремление получить возможно большую плотность тока в электронном пучке и уменьшить нагрузку катода приводит к необходимости увеличения компрессии сходящегося пучка, т. е. к увеличению отношения площади катода к площади поперечного сечения пучка в пространстве взаимодействия.

Вместе с тем, как показывают теоретический анализ и эксперименты [41], увеличение сходимости пучка приводит к увеличению разброса скоростей электронов и расплыванию границ пучка. При высокой компрессии пучка в пушках с полностью экранированным от магнитного поля катодом происходит своеобразное «нагревание» электронов, подобное адиабатическому сжатию газа. Это явление характеризуется эффективной температурой, которая пропорциональна температуре катода  $T_k$  и коэффициенту компрессии, т. е.

$$T_{\text{эф}} = T_k (r_k/r)^2, \quad (3.61)$$

где  $r_k$  — радиус катода;  $r$  — радиус пучка.

Возникающее при этом расширение пучка и перераспределение плотности тока препятствуют получению четко сформированного потока с малыми размерами поперечного сечения, а самое главное, — большой разброс скоростей электронов в пучке препятствует формированию сгустков и взаимодействию их с электромагнитным полем в ЛОВ. Снижение температуры катода может дать некоторое уменьшение тепловых скоростей, но незначительное.

Выбор параметров пушки должен быть направлен на увеличение анодного напряжения и уменьшение компрессии пучка, хотя ясно, что это противоречит требованию снижения плотности тока эмиссии катода.

Может показаться на первый взгляд, что в пушках с магнитным сопровождением достаточно сильное магнитное поле способно подавить тепловые скорости электронов и уменьшить разброс скоростей. Однако и в этом случае не удастся получить желаемых результатов. Расчеты и эксперименты, проведенные рядом авторов, показывают, что в пушках с магнитным сопровождением из-за наличия тепловых скоростей, линз и aberrаций происходит резкое увеличение энергии поперечного движения электронов (рис. 3.16), приблизительно пропорциональное коэффициенту ком-

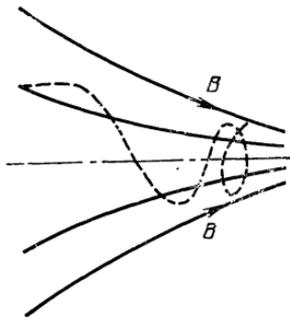


Рис. 3.16. Увеличение энергии поперечного движения электронов пучка в нарастающем магнитном поле

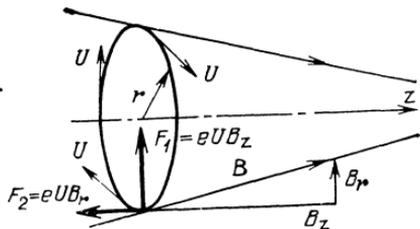


Рис. 3.17. Схема, поясняющая возникновение сил, действующих на электроны пучка, в нарастающем магнитном поле

прессии [24, 37]. Суть дела заключается в том, что при движении любой заряженной частицы в нарастающем магнитном поле с хорошей точностью сохраняется магнитный момент частицы [43]; иными словами, на частицу действует сила, направленная в сторону уменьшения индукции  $B$  (рис. 3.17). В общем случае магнитный момент равен

$$\mu = p_{\perp}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \left(\frac{1}{2mB}\right), \quad (3.62)$$

где  $p_{\perp} = mU_{\perp}$  — поперечная составляющая импульса частицы. Применительно к пучкам, в которых электроны покидают катод с начальной поперечной тепловой скоростью  $v_{\perp 0}$  или приобретают поперечную скорость при движении в пушке, условие сохранения магнитного момента приобретает вид

$$v_{\perp}^2 / B \approx \text{const.} \quad (3.63)$$

Следовательно,

$$(v_{\perp} / v_{\perp 0})^2 \approx B / B_k = S_{\text{ком}}, \quad (3.64)$$

где  $B_k$  — индукция поля на катоде;  $S_{\text{ком}}$  — коэффициент компрессии (сходимость пучка).

Поскольку полная скорость электронов остается постоянной, то увеличение  $v_{\perp}$  приводит к значительному разбросу аксиальных

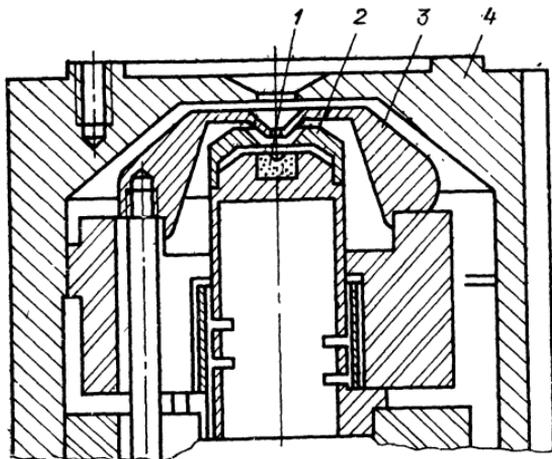
скоростей электронов в пучке. Эффект разброса скоростей оказывает сильное влияние на параметры ЛОВ, и для его уменьшения разработчики вынуждены ограничивать сходимости пучка, увеличивать напряжение и плотность тока, отбираемого с катода [24, 37, 46, 47]. Рост поперечных скоростей электронов приводит также и к увеличению амплитуды пульсаций пучка приблизительно в  $\sqrt{S_{\text{ком}}}$  раз по сравнению со случаем однородного магнитного поля. Следует отметить также, что пушки с магнитным сопровождением (особенно в субмиллиметровом диапазоне) трудны в осуществлении, так как основное условие ламинарности ( $\Psi = \text{const}$  в электронном пучке) легко может быть нарушено из-за насыщения магнитных экранов ( $B \approx 1$  Т), нестабильности пространственного заряда, анодными линзами и т. п.

### 3.3. ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ ПУШЕК, ФОРМИРУЮЩИХ СХОДЯЩИЕСЯ И ПРЯМОЛИНЕЙНЫЕ ПУЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ

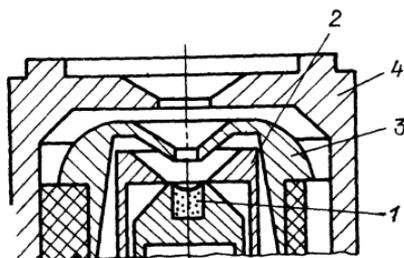
В ЛОВ МСМ диапазона требуются электронные пучки очень малого поперечного сечения с большой плотностью тока, малым разбросом скоростей и пульсациями, существенно не превышающими эффективной глубины скин-слоя в пучке на рабочей частоте\*). Для формирования таких пучков в настоящее время успешно используются пушки со сходящейся и прямолинейной оптикой. Типичные конструкции пушек представлены на рис. 3.18. При выборе типа электронной оптики и при разработке конкретной конструкции пушки учитываются многие факторы и, в первую очередь, рабочая частота и уровень выходной мощности ЛОВ, полоса перестройки, особенности замедляющей системы, возможности технологии и достижения в области катодной электроники.

Пушки со сходящейся оптикой позволяют получить высокую плотность тока в пучке при меньшей нагрузке катода по сравнению с пушками, формирующими прямолинейные пучки электронов в однородном магнитном поле. Однако в пушках со сходящейся оптикой из-за того, что магнитное поле на катоде и в межэлектродном пространстве существенно меньше, чем в пушках с несходящейся оптикой, возмущающее действие тепловых скоростей, пространственного заряда, анодных линз и аберраций, связанных с неточностью изготовления электродов и сборки пушки, больше, чем в пушках с прямолинейными пучками. В пушках со сходящейся оптикой потенциально заложен дополнительный возмущающий фактор, пропорциональный разности магнитных потоков на

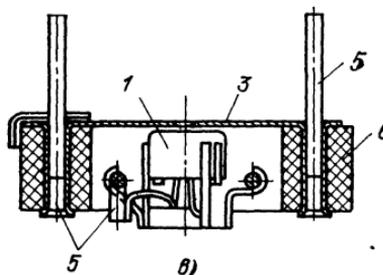
\*) Критической также становится точность центровки электродов пушки и сопряжение ее с замедляющей системой. По мере укорочения рабочей длины волны возрастают трудности, связанные с возникновением пробоев между электродами [37].



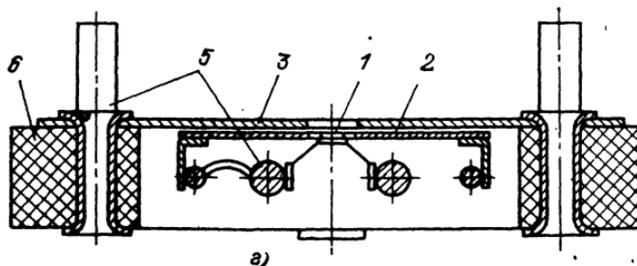
а)



б)



в)



г)

Рис. 3.18. Внешние виды электронных пушек:

— со сходящейся оптикой и прикатодным электродом, имеющим тепловой контакт с катодом; б — со сходящейся оптикой и прикатодным электродом, изолированным в тепловом отношении от катода; в — с прямолинейной оптикой и подогревным катодом; г — с прямолинейной оптикой и прямонакальным катодом  
 1 — катод; 2 — прикатодный электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — элементы крепления; 6 — изоляц(р)

катоде и в пространстве взаимодействия, который приводит к увеличению поперечной скорости электронов. Более того, даже при идеальном магнитном сопровождении в сходящемся пучке поперечная хаотическая энергия электронов увеличивается в первом приближении пропорционально коэффициенту компрессии.

Практическое использование неоднородных магнитных полей для формирования сходящихся электронных пучков зависит от формы поперечного сечения пучка. Так, например, если в пучках, обладающих осевой симметрией, трудности, связанные с изготовлением пушек, удастся еще как-то преодолеть, то при формировании ленточных сходящихся пучков они значительно возрастают. Это, по-видимому, является основной причиной, из-за которой в субмиллиметровом диапазоне реже используют ЛОВ со сходящимися ленточными пучками [24, 25, 32, 37, 45, 46]. Использование же аксиально-симметричных пучков в приборах малой мощности не всегда рационально.

Таким образом, снижение нагрузки катода в приборах со сходящейся оптикой влечет за собой целый ряд недостатков как практического, так и принципиального характера.

Пушки с прямолинейной оптикой свободны от указанных недостатков, однако для своей реализации они требуют создания высокоэмиссионных катодов и условий, обеспечивающих надежную защиту катодов от ионной бомбардировки, от отравления остаточными газами и парами металлов [48, 57].

Различие в принципах формирования сходящихся и прямолинейных электронных пучков находит свое отражение и в конструкции электронных пушек. Пушки со сходящейся оптикой значительно сложнее по конструкции и в изготовлении по сравнению с пушками, формирующими несходящиеся пучки, что во многих случаях имеет решающее значение. Поэтому там, где сходящаяся оптика не дает существенных преимуществ (например, в ЛОВ малого уровня мощности) предпочтительно использовать прямолинейную оптику.

#### 3.4. ЗАЩИТА КАТОДОВ ОТ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ

При большой удельной мощности электронных пучков, используемых в ЛОВ МСМ диапазона, увеличивается вероятность локальных перегревов электродов прибора и связанного с ними газовыделения, а также вероятность ионизации атомов остаточных газов в пролетных каналах замедляющей системы. Учитывая возрастающую энергию ионов и влияние неоднородностей в пучке на выходные параметры ЛОВ при укорочении длины волны необходимо обеспечивать надежную защиту катодов от ионной бомбардировки. При этом, как показывает практика, можно использовать как традиционные методы с применением ионных ловушек, так и

метод, основанный на использовании тепловых скоростей ионов и разделении электронного пучка в пространстве взаимодействия на ряд экранированных друг от друга частей [48].

*Особенности распределения ионов в толстых и тонких электронных пучках.* При выводе уравнения для плотности ионов в электронном пучке часто полагают, что ионное облако представляет собой идеальный газ, и поэтому распределение плотности ионов в поперечном сечении пучка определяется законом Больцмана [49]:

$$\rho_i(x) = \rho_{i0} e^{-\Delta U(x)/U_i}, \quad (3.65)$$

где  $\rho_{i0}$  — плотность ионов на оси пучка;  $\Delta U(x)$  — разность потенциалов между осью пучка и точкой с ординатой  $x$ ;  $U_i$  — потенциал, соответствующий тепловой скорости ионов.

Распределение плотности ионов по закону Больцмана предполагает, что в результате многократных соударений происходит усреднение энергии отдельных ионов. Между тем в приборах МСМ диапазона эти предположения могут не выполняться, поскольку длина пролетных каналов обычно мала (не более 10—20 мм), градиент потенциала на входе пучка в пространство взаимодействия, вызывающий утечку ионов, достаточно велик ( $10^4$ — $10^5$  В/см), а длина свободного пробега ионов, которую можно оценить по формулам работы [51], во много раз превышает полную длину пути ионов в пролетном канале.

Рассмотрим задачу о распределении ионов по толщине пучка с иных позиций. Запишем уравнения движения ионов в ленточном пучке при наличии однородного магнитного поля:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} &= -\eta_i \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}} x + \eta_i B_z \dot{y}, \\ \ddot{y} &= -\eta_i B_z \dot{x}, \\ \ddot{z} &= \eta_i E_z. \end{aligned} \right\} \quad (3.66) - (3.68)$$

Здесь  $\eta_i = e/M$ ,  $\eta = e/m$ ;  $M$  — масса иона;  $m$  — масса электрона;  $B_z$  — индукция магнитного поля;  $j$  — плотность электронного тока;  $E_z$  — продольная составляющая электрического поля в пучке;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $U$  — ускоряющий потенциал пучка.

Из решения этой системы уравнений следует, что колебания ионов в потенциальной яме, образованной электронным зарядом пучка, при нулевых начальных скоростях приближенно равны \*):

$$x \approx x_0 \cos \omega_i t, \quad (3.69)$$

\*) При выводе (3.69) предполагалось, что влиянием магнитного поля на частоту поперечных колебаний ионов можно пренебречь, поскольку  $(\eta_i B_z)^2 \ll \ll \eta_i \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}} = \omega_i^2$ .

где  $x_0$  — ордината «рождения» иона;  $\omega_i$  — частота колебаний ионов относительно плоскости симметрии

$$\omega_i = \sqrt{\frac{\eta_{ij}}{\epsilon_0 V 2\eta U}}. \quad (3.70)$$

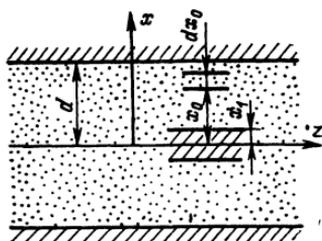


Рис. 3.19. Схема для расчета распределения ионов в ленточном электронном пучке

Поскольку все ионы колеблются поперек пучка с одной и той же частотой, то ионы, образованные в периферийных слоях пучка, попадают в слои, прилегающие к оси пучка, что и приводит к увеличению усредненной концентрации в этих слоях.

Предположим, что изменение концентрации ионов в приосевых слоях пучка пропорционально времени нахождения ионов в этих слоях и процесс ионизации в разных слоях происходит равномерно. Тогда среднее число ионов, находящихся

в слое толщиной  $x_1$ , можно выразить следующим образом (рис. 3.19);

$$N_{x_1} = n x_1 + 2n \int_{x_1}^d \frac{dx_0 \Delta t_{x_1}}{T/4}, \quad (3.71)$$

где  $\Delta t_{x_1}$  — время нахождения иона в слое  $x_1$ ;  $T$  — период колебания иона в потенциальной яме;  $d$  — половина толщины пучка;  $n$  — число ионов, образующихся в единичном слое.

Величину  $\Delta t_{x_1}$  можно выразить как разность времен входа и выхода ионов через слой  $x_1$ . Поскольку  $x_1 \approx x_0 \cos \omega_i t_1$ , момент прихода иона на границу рассматриваемого слоя равен

$$t_1 = \frac{1}{\omega_i} \arccos \frac{x_1}{x_0}, \quad (3.72)$$

а момент выхода иона из слоя

$$t_2 = \pi / 2\omega_i. \quad (3.73)$$

Тогда разность времен входа и выхода ионов

$$\Delta t_{x_1} = \frac{\pi}{2\omega_i} - \frac{1}{\omega_i} \arccos \frac{x_1}{x_0}. \quad (3.74)$$

Подставляя (3.74) в (3.71) и дифференцируя по параметру  $x_1$ , приведем выражение (3.71) к виду:

$$N_{x_1} = \frac{2n}{\pi} \int_0^{x_1} \operatorname{arch} \frac{d}{x_1} dx_1. \quad (3.75)$$

Заменяя  $\operatorname{arsh} \frac{d}{x_1}$  на  $\ln \left( \frac{d}{x_1} + \sqrt{\left( \frac{d}{x_1} \right)^2 - 1} \right)$  и интегрируя (3.75) для  $d/x_1 > 3$ , получим

$$N_{x_1} = \frac{2n}{\pi} x_1 \left( \ln \frac{2d}{x_1} + 1 \right). \quad (3.76)$$

Обозначив  $d = \gamma_i x_1$  и поделив выражение (3.76) на  $n x_1$ , определим увеличение числа ионов в слое толщиной  $x_1$  за счет попадания в этот слой колеблющихся ионов из периферийных слоев:

$$\frac{N_{x_1}}{n x_1} = \frac{2}{\pi} (\ln 2\gamma_i + 1). \quad (3.77)$$

Таким образом, интенсивность бомбардировки участка катода шириной  $x_1$ , пропорциональная плотности ионов, зависит от общей толщины электронного пучка. Если общая толщина пучка в  $\gamma_i$  раз больше ширины участка  $x_1$ , то интенсивность бомбардировки этого участка возрастает в  $\frac{2}{\pi} (\ln 2\gamma_i + 1)$  раз.

Зависимость степени нарастания интенсивности бомбардировки от значения  $\gamma_i$  представлена на рис. 3.20. Как видно из рисунка

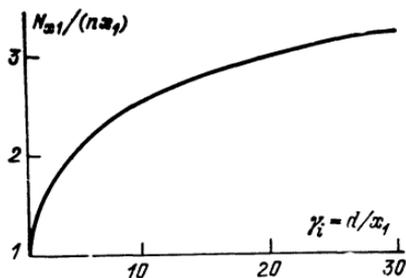


Рис. 3.20. Увеличение числа ионов в слоях, прилежащих к оси электронного пучка, при увеличении общей толщины пучка

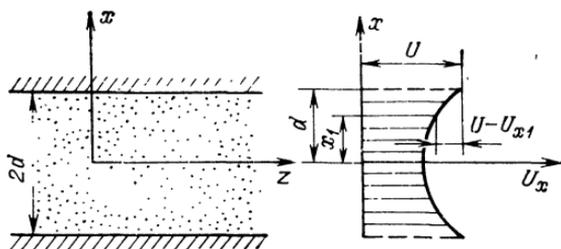


Рис. 3.21. Схема для расчета ухода ионов из ленточного электронного пучка на стенки пролетного канала

ка, даже при малых  $\gamma_i$  интенсивность бомбардировки нарастает быстро. Это свидетельствует о том, что даже небольшое увеличение толщины пучка сильно влияет на изменение интенсивности бомбардировки катода.

Для цилиндрических пучков неравномерность бомбардировки катода ионами при увеличении размеров пучка возрастает еще значительней из-за аксиальной симметрии пучка. Наоборот, разделение электронного пучка в пространстве взаимодействия на ряд тонких пучков, экранированных друг от друга, позволяет в принципе существенно уменьшить концентрацию ионов.

*Влияние тепловых скоростей ионов на характер бомбардировки катодов.* Рассмотрим процесс оседания на стенку пролетных каналов ионов, энергия поперечного теплового движения которых равна или больше потенциальной энергии, определяемой разностью потенциалов между стенкой пролетного канала и точкой рождения иона (рис. 3.21), т. е.:

$$\frac{Mv^2}{2} \geq e(U - U_x), \quad (3.78)$$

где  $M$  — масса иона;  $v$  — скорость ионов;  $U$  — потенциал стенки;  $U_x$  — потенциал в точке рождения иона.

Из решения уравнения Пуассона для ленточного пучка при сплошном заполнении канала и при небольших падениях потенциала в поперечном сечении пучка следует, что разность потенциалов  $U$  и  $U_x$  можно представить в виде:

$$U - U_x \approx \frac{j(d^2 - x^2)}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta U}}, \quad (3.79)$$

где  $d$  — половина ширины пролетного канала.

Предположим, что распределение скоростей ионов в момент их образования не отличается от распределения скоростей нейтральных атомов и молекул газа, т. е. подчиняется закону Максвелла [50]:

$$dn = \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} n e^{-\frac{M(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z, \quad (3.80)$$

где  $dn$  — число ионов, составляющие тепловых скоростей которых лежат в интервалах  $v_x, v_x + dv_x; v_y, v_y + dv_y; v_z, v_z + dv_z; k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $n$  — общее число ионов в пучке.

Поскольку на стенки каналов могут уходить только те ионы, поперечные скорости которых  $v_x$  и  $v_y$  больше некоторого значения, определяемого неравенством (3.78), при распределении частиц следует учитывать не только интервал, но и направление скоростей. При отсутствии магнитного поля из ленточного пучка на стенки уходят только те ионы, тепловые скорости которых в направлении оси  $x$  удовлетворяют условию (3.78). Число ионов, достигающих стенок канала, расстояние между которыми равно  $2d$ , в этом случае определяется по формуле:

$$N = \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \frac{8n}{d} \int_0^d dx \int_0^\infty e^{-\frac{Mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_0^\infty e^{-\frac{Mv_z^2}{2kT}} dv_z \int_{f(x)}^\infty e^{-\frac{Mv_x^2}{2kT}} dv_x. \quad (3.81)$$

Здесь  $f(x)$  — пороговая скорость, начиная с которой ионы преодолевают потенциальный барьер и уходят на стенки.

Обозначим

$$v_x = \alpha v_{\text{вер}}, \quad (3.82)$$

где  $v_{\text{вер}} = \sqrt{2kT/M}$  — вероятная скорость.

Тогда, подставляя выражение (3.82) в (3.81), после интегрирования по скоростям получим

$$N = \frac{2n}{dV\pi} \int_0^d dx \int_{\alpha(x)}^{\infty} e^{-\alpha^2(x)} d\alpha. \quad (3.83)$$

$$\text{Здесь } \alpha(x) = \sqrt{\frac{e_j(d^2 - x^2)}{2\varepsilon_0 V 2\eta U kT}}.$$

В продольном магнитном поле на стенки могут попадать ионы, имеющие тепловую скорость, как в направлении оси  $x$ , так и в направлении оси  $y$ , вследствие того, что магнитное поле изменяет направление поперечного движения иона, преобразуя движение, параллельное стенке, в движение, перпендикулярное ей.

Действительно, из решения (3.68) при начальных условиях  $t=0$ ,  $x=x_0$ ,  $\dot{y}=\dot{y}_0$  можно получить выражение, характеризующее положение иона относительно оси пучка в зависимости от тепловой скорости в направлении оси  $y$ :

$$x = x_0 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2}\right) \cos \omega_0 t + x_0 \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2} - \dot{y}_0 (1 - \cos \omega_0 t) \frac{\omega_c}{\omega_0^2}. \quad (3.84)$$

Здесь  $\omega_c = \eta_i B_z$  — циклотронная частота для ионов;

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_c^2 + \frac{\eta_i j}{\varepsilon_0 V 2\eta U}} \approx \omega_i.$$

Анализ уравнения (3.84) показывает, что в зависимости от плотности тока (точнее, глубины минимума потенциала, определяемой плотностью тока), напряженности фокусирующего магнитного поля, начальной скорости и массы образовавшихся ионов, на стенки может попадать большая или меньшая часть ионов, имеющих начальную скорость  $v_{y0}$  в направлении оси  $y$ , не равную нулю. Таким образом число ионов, попадающих на стенки, заключено между значением, определяемым выражением (3.83), и значением, определяемым аналогично, но в предположении, что все ионы, имеющие начальную энергию движения в плоскости  $xoy$ , равную или превышающую потенциальный барьер, попадают на стенки.

Для этого случая по аналогии с (3.81) можно записать:

$$N = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} \frac{n}{d} 2 \int_0^d dx \int_0^{\infty} e^{-\frac{Mv_z^2}{2kT}} dv_z \int_{v(x)}^{\infty} e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} 2\pi v dv, \quad (3.85)$$

где  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ;  $v(x)$  — пороговая скорость, зависящая от положения точки рождения иона относительно оси.

Обозначим  $Mv^2/(2kT) = \beta_i$ . После интегрирования по скоростям получим:

$$N = \frac{n}{d} \int_0^d e^{-\beta_i(x)} dx. \quad (3.86)$$

$$\text{Здесь } \beta_i(x) = \frac{e^2 j}{2\epsilon_0 \sqrt{2\eta U kT}} (d^2 - x^2).$$

Таким образом, искомое число ионов определяется неравенством:

$$\frac{2n}{d\sqrt{\pi}} \int_0^d dx \int_{\alpha(x)}^{\infty} e^{-a^2(x)} da < N < \frac{n}{d} \int_0^d e^{-\beta_i(x)} dx. \quad (3.87)$$

Используя выражения (3.83), (3.86) и (3.87), можно определить число ионов, уходящих из пучка на стенки, в зависимости от параметров электронного пучка и геометрии пролетных каналов.

На рис. 3.22 приведены кривые, рассчитанные по формуле

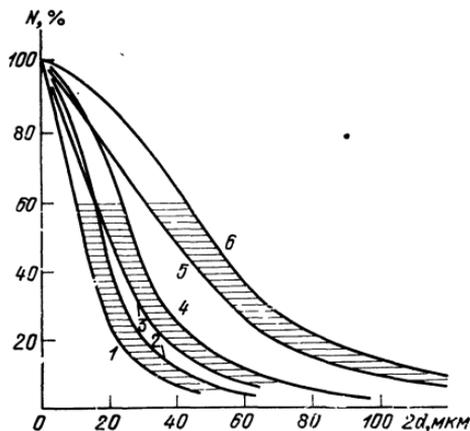


Рис. 3.22. Зависимость числа ионов, уходящих из пучка на стенки пролетных каналов за счет тепловых скоростей, от расстояния между ними (кривые 1, 3, 5 рассчитаны по формуле (3.83) для плотностей тока 100, 40, 10 А/см<sup>2</sup> соответственно, кривые 2, 4, 6 рассчитаны по формуле (3.86) для тех же плотностей тока)

(3.83) для плотностей токов в пучке 100, 40 и 10 А/см<sup>2</sup> и при напряжении пучка 4000 В (кривые 1, 3, 5), а также кривые, рассчитанные по формуле (3.86) для тех же плотностей тока (кривые 2, 4, 6). Эти кривые характеризуют уход ионов на стенки пролетного канала в зависимости от расстояния между стенками. Распределение ионов по тепловым скоростям определялось при температуре 300°С.

Из приведенных зависимостей следует, что значительное оседание ионов на стенки имеет место при довольно узких пролетных каналах. В коротковолновых приборах для осуществления достаточно эффективного взаимодействия электронов с высокочастотным полем также необходимы достаточно малые расстояния между стенками пролетных каналов.

Таким образом, распределяя мощность электронного пучка по многим пролетным каналам, можно значительно уменьшить концентрацию ионов и использовать тепловые скорости их для перехвата ионов замедляющей системой. Реализовать указанные особенности поведения ионов в тонких электронных пучках наиболее просто при использовании многорядных замедляющих систем.

## Глава 4.

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЛОВ МСМ ДИАПАЗОНА

#### 4.1. ПАРАМЕТРЫ ЛОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Как уже отмечалось, основными факторами, ограничивающими работу ЛОВ на очень высоких частотах, являются омические потери в замедляющих системах, разброс скоростей в электронных пучках, несовершенства линий замедления, большая удельная мощность пучков. Эти факторы определяют выбор замедляющей системы, электронной пушки и способов их изготовления, а также особенности конструкции приборов в целом.

В миллиметровом диапазоне в настоящее время созданы промышленные ЛОВ двух видов: широкодиапазонные с полосой перестройки 20—40% и гетеродинным уровнем выходной мощности (десятки и сотни милливольт) и относительно узкодиапазонные с полосой перестройки 3—6% и повышенным уровнем выходной мощности (от сотен милливольт до десятков ватт), которые, естественно, имеют отличия в конструкции и эксплуатационных параметрах [32]. Так, в ЛОВ с полосой перестройки 40% применяют различные варианты замедляющей системы типа встречные штыри [25, 33], а в ЛОВ с полосой перестройки 20—30% в основном замедляющие системы типа штыревой гребенки и гребенки с продольными щелями [37, 56]. В зависимости от типа электронной пушки в ЛОВ используются сходящиеся или прямолинейные (с параллельными траекториями) электронные пучки и замедляющие системы с одним или несколькими пролетными каналами. Как правило, лампы со сходящимися пучками имеют более сложную конструкцию, в то же время возможности использования прямолинейных электронных пучков определяются успехами в создании высокоэмиссионных катодов и в защите их от отравления. Сходящиеся пучки имеют цилиндрическую форму, прямолинейные пучки, как правило, — ленточные.

Плотность тока в электронных пучках широкодиапазонных ЛОВ изменяется от 2—5 А/см<sup>2</sup> на длинноволновом краю миллиметрового диапазона и до 160 А/см<sup>2</sup> на длине волны  $\lambda=1$  мм [25, 56]. В узкодиапазонных ЛОВ используются замедляющие системы

Параметры широкодиапазонных

Тип прибора	Диапазон частот, ГГц	Выходная мощность, мВт	Напряжения замедляющей системы, В	Напряжение на электродах пушки		
				$U_1$ , В	$U_2$ , В	$U_3$ , В
CO1308B	23,5—37,5	22—110	900—3100	—300	400	
WJ2062-50	26,5—40	35	480—2050		215	
VA490M	26,5—40	5	1500	—100	100	
RWO40	26,5—42	40—120	500—2600	—80	1400	200
RWO50	33—50	30—100	600—2000	—200	1500	200
OB-612	36—55	10—100	400—1200		100—200	
CO70	37—50	20—100	1000—3000		800	
RWO60	40—61	15—50	500—2600	—200	2000	200
50BW10	44—54	20—120	1700—3500	—210	700	
RWO75	50—75	10—40	500—2500	—200	1800	200
OB-613	52—79	10—60	400—1200		100—200	
RWO80	60—90	7—30	500—2500	—200	1800	200
BWO80	60—90	1	3000			
OB-614	78—118	5—50	500—1500		150—200	
RWO110B	75—110	4—15	630—2075	—250	1800	200
OB-622	117—182	2—40	1100—3600		200—500	
RWO170	110—170	5—20	500—2500	—210	2100	270
ЛОВ-1,5	176—270	2—50	1300—4000			

в виде гребенки с круглым отверстием и сходящиеся электронные пучки с повышенной (200—500 А/см<sup>2</sup>) плотностью тока [37]. Естественно, что для получения большой выходной мощности рабочее напряжение узкодиапазонных ЛОВ должно быть значительно выше, чем у широкодиапазонных. Некоторые из узкодиапазонных ЛОВ имеют изолированный от замедляющей системы коллектор, на который подается пониженное, по сравнению с замедляющей системой, напряжение. Лампы обратной волны имеют волноводный вывод энергии основного сечения лишь в длинноволновой и средней части миллиметрового диапазона. Для ламп с длиной волны  $\lambda=1$  мм применяют волноводы увеличенного поперечного сечения, являющегося основным для волны  $\lambda=2$  мм, что позволяет значительно уменьшить потери энергии. При этом конструкция вывода энергии обеспечивает распространение в этих волноводах

## миллиметровых ЛОВ

Ток пучка, мА	Круглизна перестройки, МГц/В	Масса прибора с постоянным магнитом, кг	Сечение волновода, мм <sup>2</sup>	Охлаждение	Габариты, мм	Источник сведений
40	10,7—3,7	15	3,56×7,11	Воздушное	84×235×317	[32]
55		3,63	3,56×7,11	—»—	204×102×102	[53]
10	17—8	1,8	3,56×7,11	—»—	76×76×114	[53]
12	15—6,5	7,6	3,56×7,11	—»—	159×159×255	[33]
12	20—10	7,7	2,84×5,69	—»—	159×159×240	[33]
35	40 мах	1,1*)	2,6×5,2	Естественное	64×70×85	[34]
35	8,5	12	2,84×5,69	Водяное	115×270×285	[54]
13	20—12	7,7	2,39×4,76	Воздушное	159×159×235	[33]
40		5,5	2,84×5,69	—»—	218×198×100	[55]
12,7	25—10	7,7	1,88×3,76	—»—	159×159×240	[33]
35	60 мах	1,1*)	1,8×3,6	Естественное	64×70×85	[34]
12	13—8,7	7,7	1,55×3,1	Воздушное	159×159×240	[33]
10		7				[53]
35	70 мах	1,1*)	1,2×2,4	Естественное	64×70×85	[34]
12,5	40—20	7,6	1,27×2,54	Воздушное	159×159×240	[33]
30	40—15	9	0,8×1,6	Водяное	130×200×240	[34]
12		1,8*)	0,83×1,65	Воздушное	100×100×200	[25]
35	50—20		1,2×2,4	Водяное	$d=30$ мм	[34]

\*) ЛОВ с снамариюкобальтовыми магнитами.  
 $d$  (мм) — магнитный зазор.

волн преимущественно одной поляризации. Для фокусировки электронного пучка в миллиметровых ЛОВ в основном используют постоянные магниты и лишь в самой коротковолновой части этого диапазона некоторые типы ЛОВ работают в электромагнитах. Как уже указывалось, напряженность магнитного поля зависит от параметров пучка и увеличивается с укорочением длины волны. Так, в длинноволновой части миллиметрового диапазона величина рабочего магнитного поля  $H \approx 2-3$  кЭ, а в коротковолновой  $H \approx 4-6$  кЭ. В субмиллиметровом диапазоне магнитное поле составляет 7—8 кЭ в длинноволновой и 10—11 кЭ в коротковолновой части этого диапазона. Масса приборов с постоянными магнитами зависит не только от рабочей длины волны, но и от выходной мощности ЛОВ и магнитной энергии  $W$  сплавов. Так, масса ЛОВ в длинноволновой и средней части миллиметрового диапазона с маг-

нитами из сплава типа альнико ( $W = (BH)_{\max} = 6-8 \cdot 10^6$  Гс·Э) [69] составляет 5—7 кГ, а в коротковолновой 16—32 кг [32]. Масса ЛОВ с магнитами из сплава SmCo ( $W = 23 \cdot 10^6$  Гс·Э) [69] в длинноволновой и средней части миллиметрового диапазона 1—2 кГ\*).

Рабочее напряжение ЛОВ также зависит от длины волны и увеличивается по мере ее укорочения. Так, например, максимальное напряжение замедляющей системы ЛОВ, работающих в длинноволновой части миллиметрового диапазона, составляет от 1,2 до 3,1 кВ, а в коротковолновой — от 4 до 11 кВ (табл. 4.1). Кроме того, рабочее напряжение и число источников питания, необходимых для работы ЛОВ, определяется конструктивными особенностями прибора и, в частности, шагом периодической структуры и типом электронной оптики. При этом меньшее число источников питания и более низкие питающие напряжения имеют ЛОВ, работающие с прямолинейными электронными пучками. Рабочие токи ЛОВ во всем миллиметровом диапазоне не превышают нескольких десятков милампер и составляют от 5 до 80 мА.

Крутизна электронной перестройки частоты ЛОВ зависит от рабочей длины волны, полосы перестройки, питающих напряжений и составляет от 1,5 до 70 МГц/В. При этом, естественно, что уменьшение рабочих напряжений ЛОВ при заданных длине волны и полосе перестройки приводит к увеличению крутизны перестройки.

Перепад выходной мощности в рабочем диапазоне частот зависит, при прочих равных условиях, от ширины полосы перестройки ЛОВ и возрастает с расширением полосы перестройки.

Лампы, работающие в длинноволновой и средней части миллиметрового диапазона, имеют естественное (за счет конвекции или теплового контакта с аппаратурой) и принудительное воздушное охлаждение. В коротковолновой части диапазона — водяное охлаждение.

Основные электрические параметры некоторых типов широкодиапазонных ЛОВ миллиметрового диапазона приведены в табл. 4.1. Внешний вид ламп показан на рис. 4.1—4.5. Внутреннее строение ЛОВ типа RWO [44] схематически показано на рис. 4.6, 4.7. Структурная схема источника питания ЛОВ типа RWO приведена на рис. 4.8. Типичные зависимости выходной мощности и частоты генерируемых колебаний от напряжения замедляющей системы для некоторых типов широкодиапазонных ЛОВ приведены на рис. 4.9, 4.10. Изрезанность кривой выходной мощности по диапазону частот обусловлена внутренними неоднородностями замедляющей системы и качеством согласования ее на коллекторном и пушечном концах лампы, а также согласованием вакуумно-

\*) Масса постоянного магнита пропорциональна  $H^2ls/W$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля;  $l$ ,  $s$  — длина и площадь поперечного сечения магнитного зазора.

плотного окна вывода энергии ЛОВ с внешним передающим трактом.

Рабочий диапазон ЛОВ с замедляющей системой типа встречные штыри ограничивается со стороны длинных волн, в основном, запредельным сечением волновода, а со стороны коротких — мак-

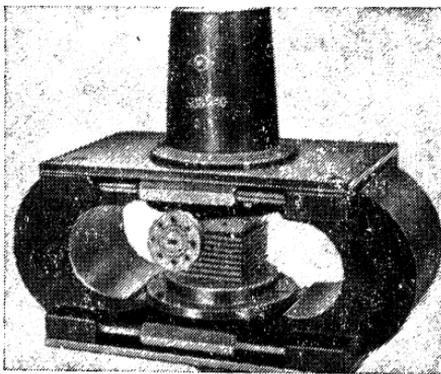
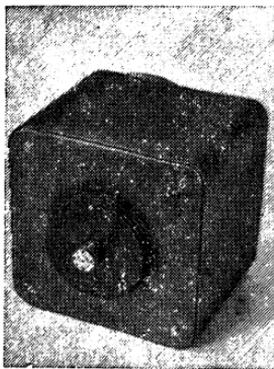


Рис. 4.1. Внешний вид ЛОВ типа RWO

Рис. 4.2. Внешний вид ЛОВ формы ОК1

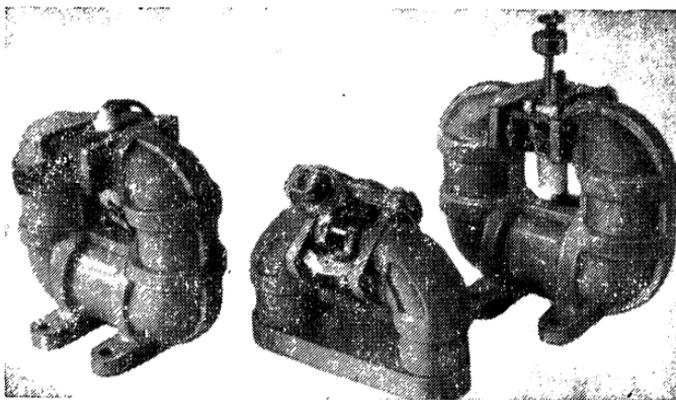


Рис. 4.3. Внешний вид широкодиапазонных ЛОВ

симально возможными значениями напряжения и потребляемой мощности, а на очень высоких частотах еще и значением омических потерь в замедляющих системах. Рабочий диапазон ЛОВ с замедляющей системой типа гребенка ограничивается со стороны длинных волн уменьшением сопротивления связи, а со стороны коротких — резким возрастанием высокочастотных потерь в замедляющей системе при увеличении сдвига фазы  $\varphi_0$  и приближении

его к л. Необходимо отметить также, что экспериментальные дисперсионные характеристики ЛОВ с замедляющими системами типа гребенка имеют существенно больший разброс по диапазону длин волн, чем у ЛОВ со встречными штырями. Обусловлено это

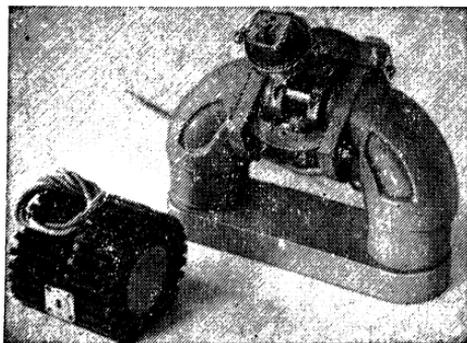


Рис. 4.4. Внешний вид ЛОВ с самарий-кобальтовым магнитом и магнитом из сплава типа альнико

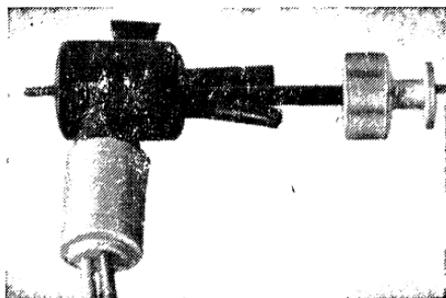


Рис. 4.5. Внешний вид ЛОВ коротковолновой части миллиметрового диапазона (непакетированная конструкция)

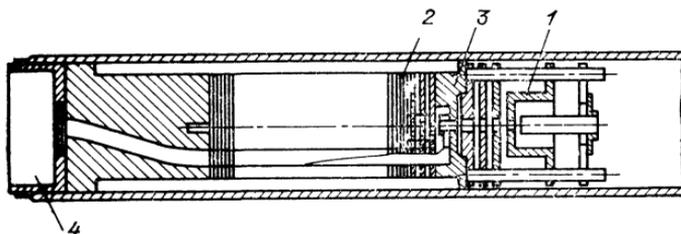


Рис. 4.6. Внутреннее строение ЛОВ типа RWO 60:

1 — электронная пушка; 2, 3 — элементы замедляющей системы; 4 — вакуумно-плотное окно

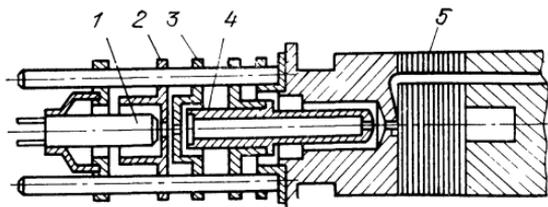


Рис. 4.7. Внутреннее строение ЛОВ типа RWO 170:

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — замедляющая система

тем, что малые изменения высоты штырей в гребенке сильно влияют на сдвиг коротковолновой границы зоны генерации ЛОВ по сравнению с аналогичными изменениями высоты штырей в замедляющих системах типа встречные штыри. Действительно, как следует из дисперсионного уравнения для замедляющей системы типа гребенка (см. гл. 2), изменение высоты штырей гребенки на зна-

чение  $\Delta h$  сдвигает коротковолновую границу зоны генерации на  $\Delta\lambda \approx 4\Delta h$ . В то же время из дисперсионного уравнения для встречных штрей следует, что малые изменения высоты штрей мало изменяют длину волны.

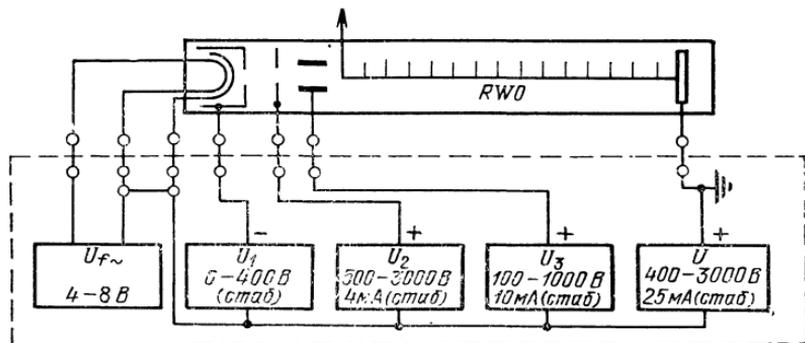


Рис. 4.8. Структурная схема источника питания ЛОВ типа RWO

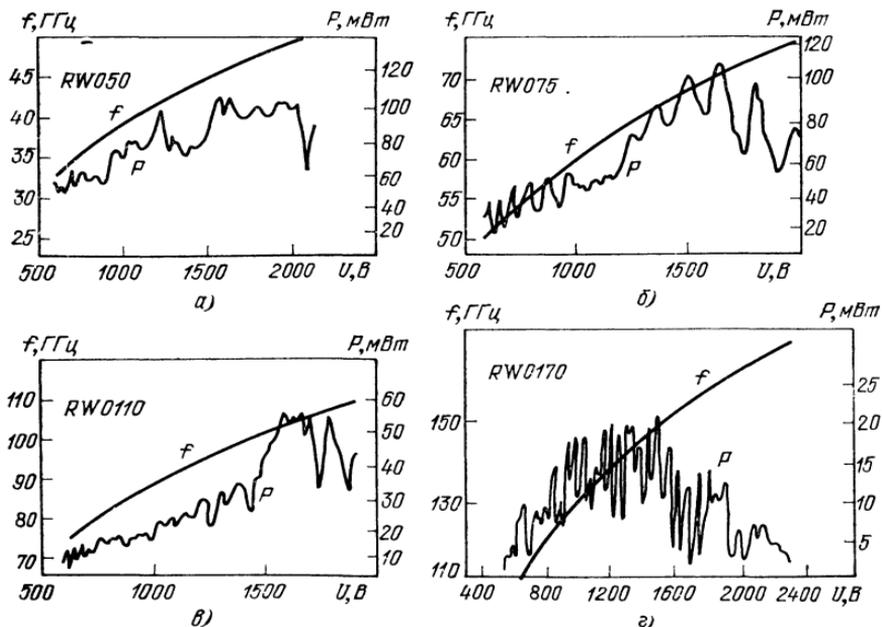


Рис. 4.9. Зависимости выходной мощности и частоты от напряжения замедляющих систем ЛОВ типа RWO 50 (а), RWO 75 (б), RWO 110 (в), RWO 170 (г)

Изменение пускового тока в пределах зоны генерации для ЛОВ-1,5 приведено на рис. 4.11. Интересно отметить, что для той же лампы обратной волны выходная мощность растет практически линейно с увеличением отношения рабочего тока к пусковому току вплоть до значения  $I/I_{\text{пуск}} = 10-12$  (рис. 4.12). Зависимости выходной мощности от значения индук-

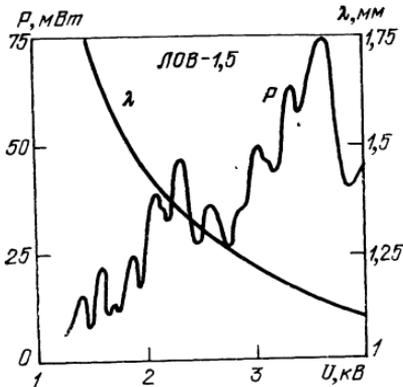
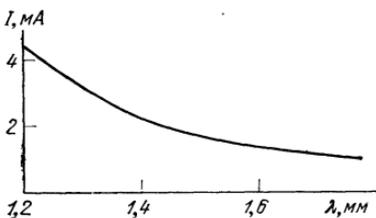


Рис. 4.10. Зависимость выходной мощности и длины волны от напряжения замедляющей системы ЛОВ-1,5

Рис. 4.11. Изменение пускового тока для ЛОВ-1,5 по диапазону



ции фокусирующего магнитного поля для ЛОВ 8 мм и 1,5 мм диапазона приведены на рис. 4.13. Расчеты показывают, что величина рабочего магнитного поля ЛОВ в несколько раз превышает бриллюэновское поле  $B_B$ . Так, например, для ЛОВ типа RWO170

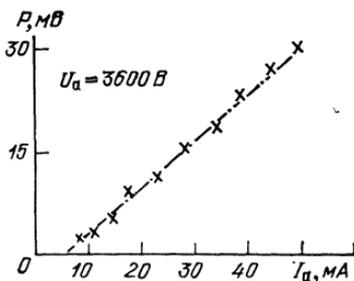


Рис. 4.12. Зависимость выходной мощности ЛОВ от тока.

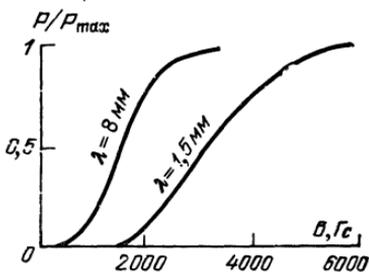


Рис. 4.13. Зависимость выходной мощности ЛОВ диапазона 8 мм и 1,5 мм от значения фокусирующего магнитного поля

$B/B_B \approx 2,3$ ; а в ЛОВ, работающих на длине волны  $\lambda = 1$  мм, это отношение достигает 3,5—4.

В табл. 4.2 приведены электрические параметры ЛОВ с повышенной выходной мощностью. Характерно, что по мере увеличения рабочей частоты выходная мощность и КПД ЛОВ резко падают. Это обусловлено тем, что с укорочением длины волны увеличиваются высокочастотные потери в замедляющих системах и ухудшается качество электронных пучков. Интересно отметить, что при увеличении частоты в 7,6 раз (с 39,5 до 300 ГГц) выходная мощность ЛОВ уменьшается в 30 раз, даже несмотря на то, что при этом были приняты дополнительные меры по увеличению рабочей плотности тока в электронном пучке с 200 до 500 А/см<sup>2</sup> и повышено напряжение пучка с 6 до 11 кВ. Нетрудно подсчитать, что удельная мощность, переносимая электронным пучком, достигла в этом

Параметры узкодиапазонных миллиметровых ЛОВ [32]

Тип прибора	Диапазон частот, ГГц	Полоса элек- тронной пере- стройки частоты, %	Выходная мощность, Вт	Напряже- ние пуч- ка, В $U_1$	Напряжение до- полнительных источников, В		Ток пучка, мА	Плотность то- ка в пучке, А/см <sup>2</sup>	Крутизна, МГц/В	Сечение волновода, мм <sup>2</sup>	Габаритные размеры, мм	Масса, кг
					$U_1$	$U_2$						
СО80	39,5—40,5	2,5	10—30	6000	—50	2000	80	200	1,5	5,69×2,84	115×285× ×290	16
СО40В	68,9—71	2,8	5—15	6000	—50	1800	60	200	3,0	3,76×1,88	115×285× ×290	16
СО40А	73—76	4	3—8	6000	—50	1800	60	200	3,0	3,1×1,55	115×285× ×290	16
СО20В	128—136	6	0,2—3	6000	—50	2000	60	250	10	2,03×1,02	115×285× ×290	16
СО10.1	290—300	3,4	0,2—1	11000		1600	30	500	20	2,03×1,02		

случае  $5,5 \text{ МВт/см}^2$ . Очевидно, что работать с такого рода «жесткими» пучками совсем не просто как с точки зрения рассеяния излучения и устранения пробоев, так и защиты катодов от отравления.

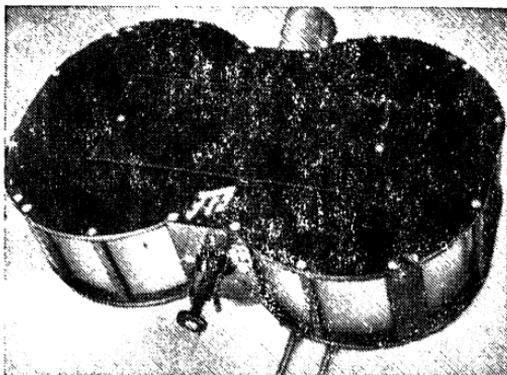


Рис. 4.14. Внешний вид узкодиапазонной ЛОВО миллиметрового диапазона

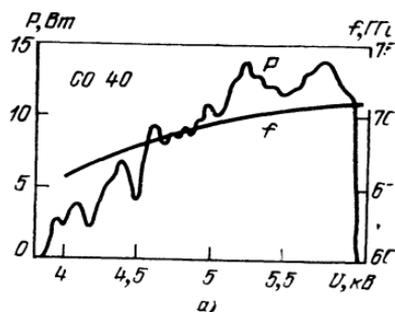
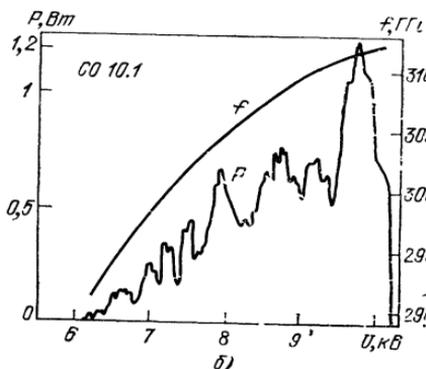


Рис. 4.15. Зависимости выходной мощности и частоты от напряжения замедляющей системы ЛОВО СО 40 В (а) и системы ЛОВО СО 10.1 (б)



Внешний вид одного из типов ЛОВО с повышенной выходной мощностью показан на рис. 4.14. Типичные зависимости выходной мощности и частоты генерируемых колебаний от напряжения замедляющей системы для двух типов узкодиапазонных ЛОВО приведены на рис. 4.15. Как видно из рисунков, уменьшение полосы перестройки ЛОВО позволяет уменьшить изрезанность кривой зоны генерации.

## 4.2. ПЕРЕКРЫТИЕ ДИАПАЗОНОВ, ОСВАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРАМИ И ЛОВО

Как отмечалось в гл. 1, МСМ диапазон оказался трудным для освоения вакуумными, полупроводниковыми и квантовыми приборами. Однако как разработчики классических электронных, так и разработчики квантовых приборов продолжали работы, чтобы продвинуться в этот трудный для освоения диапазон длин волн.

В 60-е годы в Советском Союзе и во Франции были созданы ЛОВО в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона [34,

37]. В 1964 г. появились сообщения о генерации при помощи ЛОВ длины волны  $\lambda=0,38$  мм [37] и лазеров на длину волны  $\lambda=0,337$  мм [58]. В середине 1965 г. в Советском Союзе были разработаны ЛОВ вплоть до длины волны  $\lambda=0,296$  мм [7]. Таким образом началось взаимное перекрытие диапазонов, осваиваемых лазерами и ЛОВ. В 1969 г. впервые была получена генерация ЛОВ на волне около 0,2 мм [35].

В настоящее время делаются попытки создания в субмиллиметровом диапазоне полупроводниковых генераторов [60, 61]. Однако здесь также предстоит преодолеть серьезные технические трудности и, в первую очередь, трудности отвода тепла от полупроводникового активного элемента.

Интересно отметить, что создание классического электронного генератора субмиллиметрового диапазона на какую-либо волну показывает принципиальную возможность освоения такими генераторами и всей более длинноволновой части субмиллиметрового диапазона.

Дальнейшее развитие работ в этом направлении показало практическую ценность и целесообразность перекрытия диапазонов, осваиваемых классическими и квантовыми приборами. Дело в том, что эти приборы имеют ряд очевидных, присущих только им преимуществ. Так, например, квантовые генераторы могут обеспечить большую стабильность частоты колебаний, но работают, как правило, только на дискретных волнах, в то время как ЛОВ обеспечивают сплошное перекрытие диапазона и позволяют осуществлять электронную перестройку частоты, что имеет исключительное значение для проведения многих исследований, в частности, для спектроскопии.

#### 4.3. ПАРАМЕТРЫ ЛОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Резкое уменьшение геометрических размеров замедляющих систем и ухудшение их периодичности, рост омических потерь и сокращение поперечного сечения пространства взаимодействия при переходе в субмиллиметровый диапазон длин волн привели к тому, что создание ЛОВ с повышенным уровнем выходной мощности стало невозможным. Основные усилия были направлены на создание приборов малой мощности, повышение их рабочей частоты, расширение полосы перестройки и уменьшение питающих напряжений [35, 59]. С этой целью совершенствовалась технология изготовления замедляющих систем, искались пути снижения затухания и расширения поперечного сечения пространства взаимодействия, улучшалось качество электронных пучков. Все это не могло не сказаться на продвижении ЛОВ в область все более и

более коротких длин волн, на их выходные и эксплуатационные характеристики.

Так, в частности, полоса электрической перестройки частоты ЛОВ в середине субмиллиметрового диапазона ( $\lambda \approx 0,5—0,6$  мм) была доведена до 40%, а напряжение в этих ЛОВ удалось сохранить на уровне 4—4,5 кВ, что значительно упростило их эксплуатацию.

На волнах, короче 0,5 мм, были созданы ЛОВ с диапазоном перестройки до 30%. Интересно при этом отметить, что благодаря

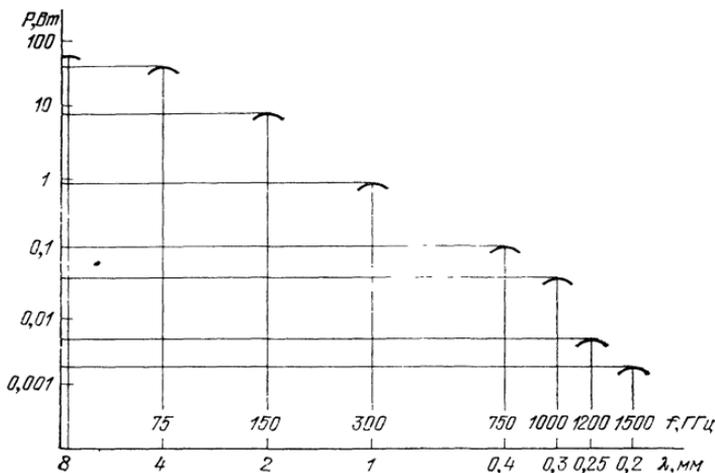


Рис. 4.16. Характер изменения выходной мощности ЛОВ по мере укорочения рабочей длины волны

удачно найденным решениям в вопросах снижения затухания удалось существенно замедлить падение выходной мощности и сужение полосы перестройки ЛОВ при укорочении рабочей длины волны. Так, например, на длине волны около 0,4 мм достигнута выходная мощность около 100 мВт, при этом полоса электрической перестройки частоты ЛОВ превышает 30%. На длине волны около 0,35 мм достигнут уровень выходной мощности 50 мВт при напряжении замедляющей системы 5,5 кВ и токе пучка 40 мА. Даже на частоте 1500 ГГц ( $\lambda = 0,2$  мм) была получена выходная мощность 2 мВт, и ясны пути ее дальнейшего увеличения.

Характер изменения выходной мощности ЛОВ по мере укорочения рабочей длины волны показан на рис. 4.16.

Для фокусировки электронного пучка в ЛОВ субмиллиметрового диапазона используются в основном электромагниты, хотя при использовании самарий-кобальтовых сплавов в принципе возможно создание постоянных магнитов массой не более 10 кг вплоть до середины этого диапазона. (Постоянные магниты применяют в

ЛОВ до  $\lambda \approx 0,8—0,6$  мм [32, 70].) На рис. 4.17 показан внешний вид ЛОВ СО08 с самарий-кобальтовым магнитом.

Особенность ЛОВ субмиллиметрового диапазона состоит также в том, что рассеяние мощности электронного пучка здесь возможно лишь при использовании водяного охлаждения.

В качестве вывода энергии ЛОВ субмиллиметрового диапазона используются сверхразмерные волноводы. Внешний вид ЛОВ диа-

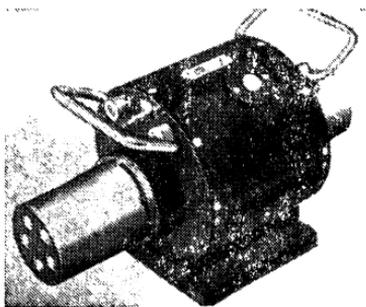
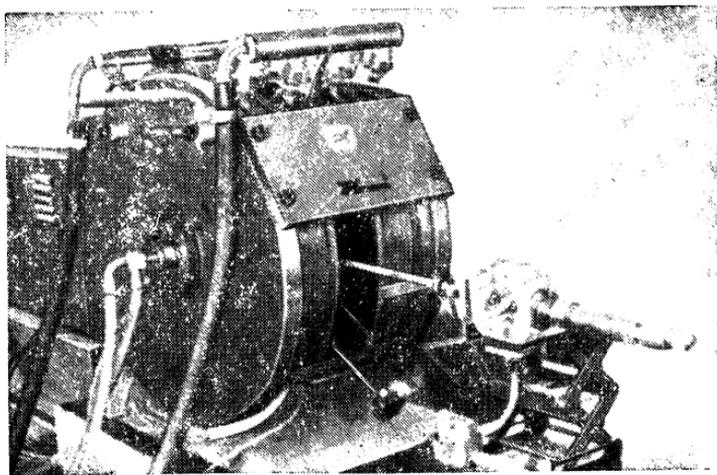


Рис. 4.17. Внешний вид ЛОВ СО 08 с самарий-кобальтовым магнитом

Рис. 4.18. Внешний вид ЛОВ СО 05 в электромагните



пазонов 0,5 и 0,2 мм в электромагнитах показан на рис. 4.18 и 4.19. На рис. 4.20 показано внутреннее устройство ЛОВ субмиллиметрового диапазона.

Типичные зависимости выходной мощности и частоты от напряжения замедляющей системы для ЛОВ диапазонов 0,5; 0,4; 0,3 и 0,2 мм приведены на рис. 4.21. Пусковые плотности токов ЛОВ субмиллиметрового диапазона изменяются от 10—15 до 60 А/см<sup>2</sup>, а пусковые магнитные поля составляют 3—5 кЭ. Рабочее

магнитное поле ЛОВ в зависимости от длины волны изменяется от 7 до 11 кЭ.

Изменение пусковой плотности тока и напряженности рабочего магнитного поля при укорочении длины волны для известных ти-

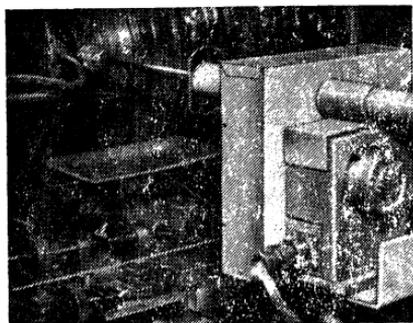
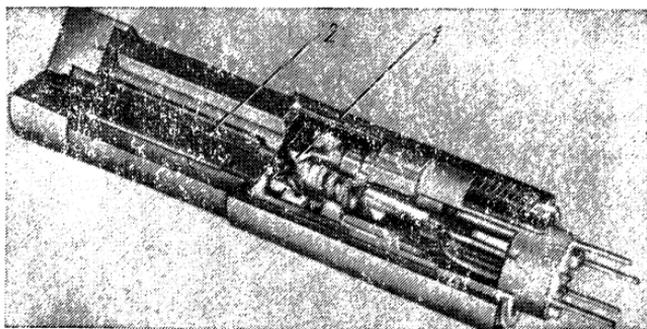


Рис. 4.19. Внешний вид ЛОВ-02 в электромагните

Рис. 4.20. Внутреннее устройство суб-миллиметровой ЛОВ:

1 — электронная пушка; 2 — замедляющая система



пов ЛОВ приведены на рис. 4.22 и 4.23. Как видно из рис. 4.22, пусковая плотность тока при изменении длины волны в диапазоне от 3 до 0,2 мм приблизительно соответствует уравнению

$$j_{\text{пуск}} = j_0 (\lambda_0/\lambda), \quad (4.1)$$

где  $j_0$  — пусковая плотность тока на длине волны  $\lambda_0 = 3$  мм.

Напряженность рабочего магнитного поля ЛОВ в том же диапазоне длин волн изменяется приблизительно в соответствии со следующим уравнением:

$$H \approx H_0 (\lambda_0/\lambda)^{1/2}, \quad (4.2)$$

где  $H_0$  — напряженность магнитного поля, соответствующая длине волны  $\lambda_0 = 3$  мм.

Как уже отмечалось, очень большие магнитные поля трудно реализовать с помощью постоянных магнитов, что приводит к необходимости использовать электромагниты. В частности, при со-

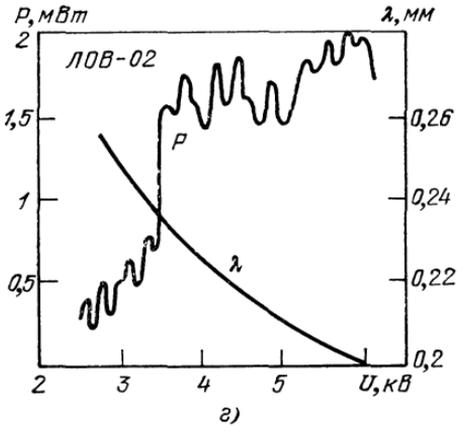
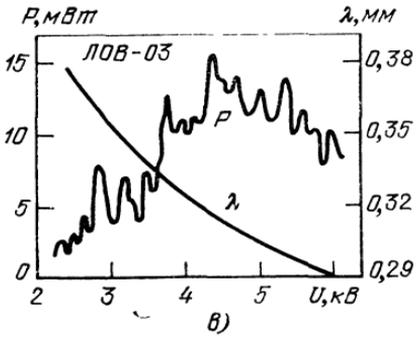
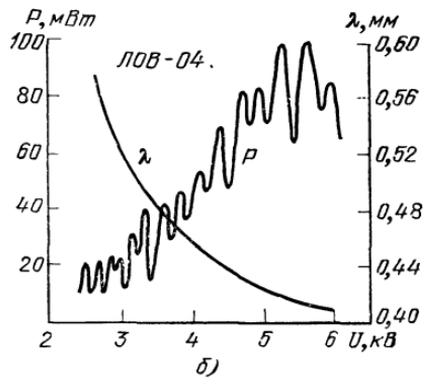
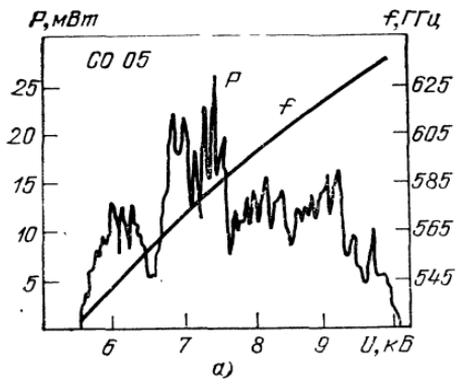
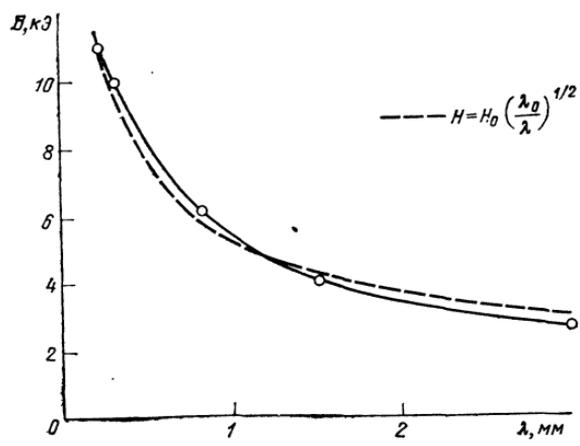


Рис. 4.21. Зависимости выходной мощности и частоты от напряжения замедляющей системы ЛОВ СО 05 (а), ЛОВ-04 (б), ЛОВ-03 (в), ЛОВ-02 (г)



Рисч 4.22. Изменение пусковой плотности тока ЛОВ по мере укорочения длины волн (--- расчетная кривая; — экспериментальная кривая)

Параметры субмиллиметровых ЛОВ

Тип прибора	Диапазон частот, ГГц	Выходная мощность, мВт	Максимальное напряжение замедляющей системы, В	U <sub>1</sub>		Максимальный ток пучка, МА	Крутизна элек- трической пере- стройки, МГц/В	Вид фокуси- рующей си- стемы	Магнитное по- ле, В, Г	Сечение вол- новода, мм <sup>2</sup>	Охлаждение	Величина маг- нитного зазора, мм	Источник све- денний
				дополнитель- ного источника	питания, В								
СО09ЕА	310—350	3—50	6000	1600	50	20—10	Электро- магнит	—	1,02×2,03	Водя- ное	—	[32]	
ЛОВ-08	250—375	2—50	4000	4000	40	30—20	—»—	0,7	1,2×2,4	—»—	30	[35]	
СО06ЕА	480—520	3—30	6000	1100	40	30—20	—»—	—	1,02×2,03	—»—	—	[32]	
ЛОВ-05	370—540	2—20	4000	4000	40	—	—»—	0,9	1,2×2,4	—»—	30	[35]	
СО05ЕА	570—630	3—30	12000	1400	50	25	—»—	—	1,02×2,03	—»—	—	[32]	
ЛОВ-04	530—720	2—80	5500	4000	40	—	—»—	1	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
СО04	700—790	0,2—6	~10000	930	40	—	—»—	1,1	1,8×3,6	—»—	—	[32]	
ЛОВ-035	680—880	2—50	5500	—	45	—	—»—	1,1	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
ЛОВ-03	840—1000	1—10	5500	—	50	—	—»—	1,1	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
ЛОВ-025	1000—1250	1—5	6000	—	50	—	—»—	1,1	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
ЛОВ-02	1200—1500	0,5—2	6000	—	50	—	—»—	1,1	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
СО06	400—498	2—80	9500	—	17	—	Sp—Co магнит, масса 10 кг	—	1,8×3,6	—»—	30	[35]	
										—»—		[46]	

здании спектрометров субмиллиметрового диапазона один и тот же электромагнит может обеспечить работу нескольких ЛОВ путем простой смены их в магнитном зоре. Это позволяет перекрыть очень широкий участок спектра.

Характеристики ЛОВ субмиллиметрового диапазона приведены в табл. 4.3.

Лампы обратной волны МСМ диапазона имеют значительную крутизну частотной характеристики. При использовании обычных

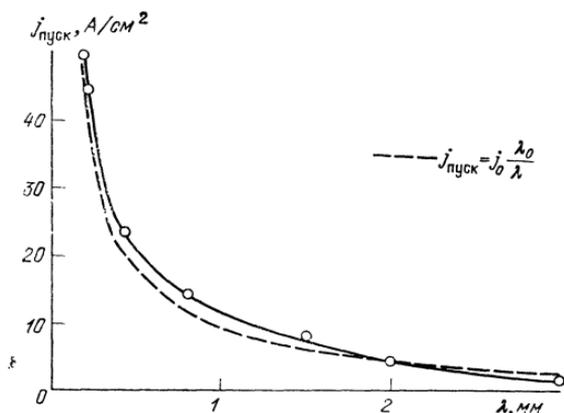


Рис. 4.23. Изменение напряженности рабочего магнитного поля ЛОВ по мере укорочения длины волны (— — расчетная кривая; — — экспериментальная кривая)

источников питания относительная нестабильность частоты может оказаться неприемлемой для решения ряда практических задач. Поэтому для стабилизации частоты используют систему автоподстройки частоты ЛОВ по резонатору Фабри-Перо [62, 63], спектральным линиям газов [63], кварцевому опорному сигналу [64], а также фазовую автоподстройку [65]. В частности, автоматическая подстройка частоты по пассивному эталону — открытому резонатору обеспечивает кратковременную нестабильность частоты  $10^{-6}$  в диапазоне до 600 ГГц [66] и  $5 \cdot 10^{-6}$  в диапазоне до 1000 ГГц [67].

Необходимо отметить также, что точность измерения частот спектральных линий в спектрометрах субмиллиметрового диапазона с ЛОВ достигает  $2 \cdot 10^{-7}$  [68], что позволяет регистрировать доплеровское уширение линий.

## Глава 5.

### ПРИМЕНЕНИЕ ЛОВ МСМ ДИАПАЗОНОВ. СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

#### 5.1. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЛОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Лампы обратной волны МСМ диапазона применяют во многих областях, в том числе для радиоизмерений, определения влажности сред, для определения внутренних неоднородностей оптически непрозрачных диэлектриков (в интроскопии), для диагностики плазмы, для измерения параметров тонких пленок, передачи информации, изучения спектров. Особенности применения ЛОВ МСМ диапазона связаны как со спецификой диапазона (длинами волн в свободном пространстве и в различных средах, частотой колебаний, характером распространения электромагнитных колебаний и их поглощения в различных средах, спектральными характеристиками веществ в этом диапазоне и т. п.), так и со спецификой ЛОВ как генератора электромагнитных колебаний данного участка спектра. Остановимся на этих вопросах более подробно.

*Особенности применения ЛОВ, определяемые длинами волн электромагнитных колебаний.* Для ряда областей применения: радиовидения, интроскопии, радиолокации — решающую роль играет длина волны электромагнитных колебаний в среде, в которой расположен исследуемый объект. Это связано с тем, что предельная степень фокусировки волн составляет половину длины волны в среде и, следовательно, с помощью электромагнитных волн не могут быть изучены объекты, размер которых существенно меньше этой длины волны\*). Соответственно с помощью, например, волн миллиметрового диапазона могут быть исследованы находящиеся в свободном пространстве объекты, у которых наименьшие размеры интересующих наблюдателя деталей около 1 мм, а в средах с большим  $\epsilon$  (10—100) — не меньше десятых долей миллиметра. Но и эти размеры малы по сравнению с размерами деталей, которые доступны изучению с помощью более длинноволновой аппаратуры. Поэтому нередко, сравнивая возможности использования МСМ диапазона с возможностями более длинноволновых диапазонов, говорят о радиовидении и радиолокации с высокой разрешающей способностью.

---

\*) Исключение составляет исследование объектов в ближней зоне излучателя, где могут быть использованы нераспространяющиеся типы волн.

Обнаружением малоразмерных неоднородностей и дефектов в материалах, прозрачных (точнее, достаточно прозрачных для того, чтобы излучение могло проникнуть на нужную глубину) для волн МСМ диапазона [71], занимается интроскопия.

Эта же особенность — относительно малая длина волны — может быть использована для выявления размеров и форм объектов, активно излучающих в МСМ диапазоне. Например, быстро развивающейся ветвью медицины является радиотермография — обнаружение очагов повышенной или пониженной температуры в теле человека по изменению теплового излучения этих очагов. Если тепловое излучение принимается в миллиметровом, сантиметровом или дециметровом диапазонах волн, то оно может быть обнаружено приемниками, расположенными вне тела человека. В частности, по тепловому излучению в длинноволновой части МСМ диапазона можно обнаружить относительно неглубоко залегающие в теле злокачественные опухоли на ранней стадии их образования, когда их размер мал (около 1 мм) [78].

Конечно, по сравнению с длинами волн колебаний инфракрасного и оптического диапазонов (см. рис. 1.1) длины волн колебаний МСМ диапазона очень велики. Однако на практике в ряде случаев получить достаточную разрешающую способность можно только при использовании волн МСМ диапазона. Это связано главным образом с непрозрачностью или недостаточной прозрачностью многих сред для волн инфракрасного и оптического диапазонов.

*Особенности применения ЛОВ, определяемые диапазоном частот колебаний.* Диапазон рабочих частот определяет возможную информационную емкость устройств, работающих в этом диапазоне: чем шире диапазон, тем больше информационная емкость. При этом наиболее принципиальна абсолютная ширина диапазона — разность наибольшей и наименьшей частот. В то же время с точки зрения возможности создания радиоаппаратуры с высокими параметрами (а нередко к этому добавляется и требование малого изменения параметров аппаратуры в диапазоне) принципиальную роль играет относительная ширина диапазона рабочих частот: отношение разности наибольшей и наименьшей частот к средней частоте диапазона. Чем относительный диапазон уже, тем проще получить высокие параметры аппаратуры.

Чем выше средняя рабочая частота, тем больше абсолютная ширина диапазона соответствует данной его относительной ширине и, наоборот, тем меньший относительный диапазон соответствует заданной абсолютной ширине диапазона. Это обстоятельство играет очень важную роль для определения возможностей любых информационных систем и, в частности, систем связи и передачи информации.

С этой информационной точки зрения МСМ диапазон на два порядка более емок, чем все длинноволновые диапазоны вместе

взятые. Поэтому его применение в технике связи и передачи информации является более перспективным по сравнению с использованием более длинноволновой техники, если речь идет о передаче больших массивов информационных данных. Оказывается возможным резко снизить число каналов передачи и, соответственно, себестоимость систем.

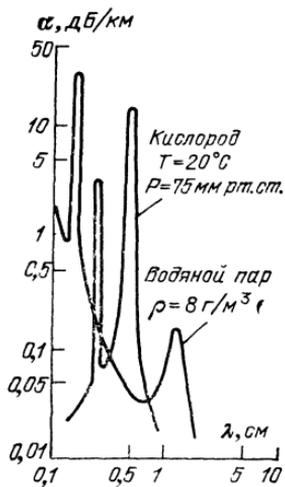


Рис. 5.1. Зависимость затухания радиоволн миллиметрового диапазона в атмосфере, вызванного присутствием кислорода воздуха и паров воды, от длины волны

Рабочая частота оказывает большое влияние также на инерционность приборов. Инерционность при прочих равных условиях обратно пропорциональна частоте. Как будет показано далее, для некоторых применений малая инерционность приборов имеет решающее значение.

*Особенности применения ЛОВ, определяемые характером распространения и поглощения колебаний в различных средах.* Преимущества и недостатки, связанные с использованием МСМ диапазона, нельзя рассматривать без учета условий распространения электромагнитных колебаний. В частности, в МСМ диапазоне имеются участки с сильным поглощением радиоволн в парах воды и кислороде (рис. 5.1), что, естественно, должно учитываться при создании систем связи. Обычно речь идет о расстояниях между пунктами приема и передачи, существенно меньшими, чем при использовании более длинных волн.

При передаче информации по тем или иным волноведущим системам приходится подбирать диэлектрики с минимальными диэлектрическими потерями в этом диапазоне и металлы с максимальной электропроводностью. Развитие этих систем в значительной мере связано с разработкой материалов с малыми потерями. Связь через электронно-ионную плазму может осуществляться только на частотах, превышающих плазменную, однозначно определяемую плотностью зарядов в плазме. Это имеет значение, например, при выборе диапазона частот для связи с космическими кораблями, для диагностики плазмы (при определении ее плотности по частоте проходящих через плазму колебаний). Для многих исследований эти частоты соответствуют МСМ диапазону.

Интроскопию и радиовидение можно проводить только в средах, прозрачных для принимаемых электромагнитных колебаний. Прозрачность же среды может значительно изменяться даже при относительно небольших изменениях рабочей частоты. Соответ-

ствующую зависимость детально изучают перед выбором рабочего диапазона частот для создаваемой аппаратуры.

Спектральная характеристика — одна из важнейших характеристик любых веществ, позволяющая изучить их строение и свойства. Спектроскопия\*) является областью, в которой особенности применения ЛОВ МСМ диапазона выявляются наиболее ярко.

*Особенности ЛОВ как генераторов МСМ диапазона.* В предыдущих главах подробно рассматривались многие особенности ЛОВ МСМ диапазона. Поэтому здесь лишь еще раз перечислим и подчеркнем те параметры, которые определяют характеристики аппаратуры, создаваемой на основе этих приборов, в частности — спектрометров субмиллиметрового диапазона.

Лампы обратной волны являются пока единственным типом генератора монохроматических колебаний, с помощью которого удалось перекрыть весь МСМ диапазон волн. А сплошное перекрытие диапазона — важнейшее условие создания измерительной аппаратуры в осваиваемых диапазонах и, конечно, необходимое условие создания спектроскопической аппаратуры.

Монохроматичность колебаний, генерируемых ЛОВ, позволяет исследовать узкие линии спектра, т. е. осуществить спектроскопию высокого разрешения, что важно при снятии спектров газов, изолированных примесных центров в полупроводниках и др.

Большие (до 1,5:1) диапазоны, перекрываемые каждым из типов ЛОВ, позволяют упростить широкодиапазонную аппаратуру, снизить число типов устройств, облегчить проведение исследований. Перестройка в таких широких диапазонах важна для изучения плавных и медленных изменений параметров вещества с частотой, например, изменений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости вблизи фазовых переходов в сегнетоэлектриках.

Относительно большая (с точки зрения спектроскопии) выходная мощность позволяет исследовать параметры сред с большими омическими потерями, например, сегнетоэлектриков в области дисперсии. Кроме того, это позволяет относительно просто создать аппаратуру, работающую в большом динамическом диапазоне, т. е. в условиях, когда воспринимаемый приемником сигнал может значительно меняться. В § 5.2 приводится описание исследований электронного парамагнитного резонанса в  $Al_2O_3$ , а в § 5.3 — циклотронного резонанса, в которых данная характеристика ЛОВ играет очень важную роль.

Иногда принципиальную роль может играть безынерционность перестройки частоты. Лампа обратной волны является генератором с электронной перестройкой, и минимальное время перестрой-

\*) Как отдельную ветвь спектроскопии можно упомянуть спектроскопию живых организмов — исследование частотной зависимости различных биологических реакций на облучение колебаниями МСМ диапазона [73—74].

ки с одной рабочей частоты на другую не превышает обычно нескольких сотен периодов колебаний. Иными словами, для длинноволновой части МСМ диапазона это время не превышает  $10^{-8}$ , для коротковолновой  $10^{-10}$  с. Электронная перестройка частоты и возможность высокочастотной амплитудной модуляции излучения в приборе позволяет изучать быстро протекающие во времени процессы, например, характерные времена жизни свободных электронов в полупроводниках, времена жизни электронов в возбужденных состояниях примесных центров, определять время энергетической релаксации электронов в металле и др.

В некоторых случаях целесообразность использования именно ЛОВ МСМ диапазона определяется одновременно всеми или многими особенностями их характеристик. Так, при исследовании сложных молекулярных спектров газов необходимы и высокое разрешение, и большой динамический диапазон, и широкий диапазон перестройки по частоте.

Обсужденные в настоящем разделе особенности применения ЛОВ МСМ диапазона определяют характеристики создаваемой на их основе аппаратуры, в том числе спектроскопической. При этом, как ясно из сказанного ранее, приводимые в § 5.2—5.4 примеры подобраны таким образом, чтобы наиболее рельефно выделить указанные особенности применения этих приборов и не претендуют на сколько-нибудь полный разбор проблем создания аппаратуры МСМ диапазона.

## 5.2. ЛОВ-СПЕКТРОСКОПИЯ

Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны волн и особенно его субмиллиметровая часть представляет, как уже отмечалось, особый интерес для изучения веществ во всех агрегатных состояниях. Этим диапазонам соответствуют: богатейший спектр низкочастотных колебаний и вращательных переходов в молекулах газов, области дисперсии в жидких и твердых диэлектриках, фазовые переходы в сегнетоэлектриках, характеристические энергии большого числа объектов исследования в полупроводниках и др.

Однако, пока не были созданы ЛОВ МСМ диапазона, спектроскопическую аппаратуру для этого участка спектра приходилось строить на основе использования тепловых или газоразрядных источников колебаний (немонохроматических генераторов) в сочетании с дифракционными решетками (эшелеттами) или интерферометрами для Фурье-преобразования спектра. Эти источники не обеспечивают в МСМ диапазоне достаточно высокую выходную мощность (излучаемая ими мощность пропорциональна  $\lambda^{-4}$ ) и узость линий спектра генерации. Поэтому ряд свойств материалов не удавалось изучить.

Таблица 5.1

Сравнение основных характеристик ЛОВ-спектрометров с непрерывным перекрытием субмиллиметрового диапазона волн с характеристиками Фурье-спектрометров

Основные характеристики	Диапазон длин волн			Фурье-спектрометр
	2—1 мм	Фурье-спектрометр	ЛОВ-спектрометр	
Разрешающая способность	$10^5$	100—200	$10^5$	200—1000
	Динамический диапазон изменения регистрируемого сигнала	Конденсированные среды $10^6$ Газы $10^7$	2—10	Конденсированные среды $10^5$ Газы $10^8$
Погрешность определения абсолютного значения частоты	Конденсированные среды $5 \cdot 10^{-5}$ Газы $10^{-8}$	$10^{-2}$ — $10^{-3}$	Конденсированные среды $5 \cdot 10^{-4}$ Газы $10^{-8}$	$10^{-2}$ — $10^{-3}$

По существу только с появлением ЛОВ стало возможным создать технику субмиллиметровой спектроскопии сверхвысокого разрешения с непрерывным перекрытием всего МСМ диапазона, получившую впоследствии название ЛОВ-спектроскопии. Это, в свою очередь, дало возможность проводить исследования (с необходимой разрешающей способностью и чувствительностью) твердых тел, жидкостей и газов.

Сравнительные характеристики спектрометров МСМ диапазона на основе ЛОВ- и Фурье-спектрометров приведены в табл. 5.1.

Существенно, что ЛОВ-спектрометры позволили проводить измерения, когда Фурье-спектрометры вообще неприменимы. В частности, измерять параметры образцов с очень малым коэффициентом пропускания (меньшим  $10^{-3}$ ), сильно анизотропных образцов и материалов с узкими резонансными линиями.

Естественно, для исследования объектов, обладающих резко отличающимися свойствами, пришлось создать на основе использования ЛОВ целую серию различных спектрометров МСМ диапазона: одноканальных и многоканальных, интерферометрических и резонансных, проходных, отражательных и балансных, с автономными генераторами и автодинных, с акустическим детектированием и с регистрацией субмиллиметровой фотопроводимости и др. Каждый из указанных типов спектрометров имеет свою оптимальную область применения.

Наибольшее распространение в настоящее время получили ЛОВ-спектрометры субмиллиметрового диапазона, основанные на квазиоптической технике с использованием одномерных сеток (решеток) из тонких металлических проволок диаметром  $d$  от нескольких микрон до нескольких десятков микрон; период этих сеток должен быть существенно меньшим длины волны [82]. Перенести в субмиллиметровый диапазон волноводную технику, присущую более длинноволновым диапазонам, невозможно из-за чрезмерно высоких требований к точности изготовления деталей и резкого возрастания потерь с частотой (последнее является главным). Использование сверхразмерных волноводов (с линейными размерами поперечного сечения, превышающими длину волны) приводит к снижению потерь, но делает невозможным создание широкодиапазонных (соответствующих диапазонам ЛОВ) прецизионных элементов измерительного тракта. Обычные для оптических диапазонов методы также непригодны из-за значительных потерь на этих частотах у большинства диэлектриков и из-за неудовлетворительных для ряда применений характеристик оптических устройств при столь значительной (по сравнению с оптическим диапазоном) длине волн. В частности, оптические устройства даже в субмиллиметровой части МСМ диапазона должны были бы иметь огромные размеры.

Квазиоптическая техника с использованием одномерных решеток оказалась наиболее удобна для канализации и управления излучением ЛОВ, для которых характерны монохроматичность и определенная поляризация излучения. Поляризация определяется конструкцией вывода энергии ЛОВ.

При направлении вектора электрического поля  $E$  падающей на решетку волны параллельно проволочкам, в них возбуждаются

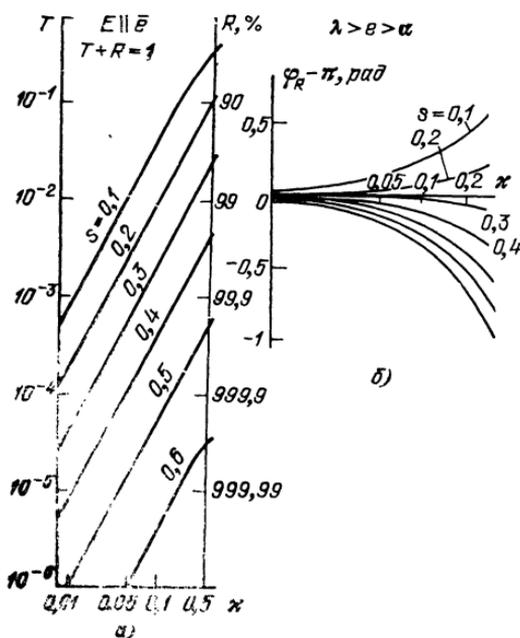


Рис. 5.2. Зависимость коэффициентов пропускания  $T$  и отражения  $R$  по мощности одномерных проволочных сеток при электрическом векторе излучения  $E$ , параллельном (а) и перпендикулярном (б) проволочкам, от параметра  $\kappa$  для различных коэффициентов заполнения  $s$

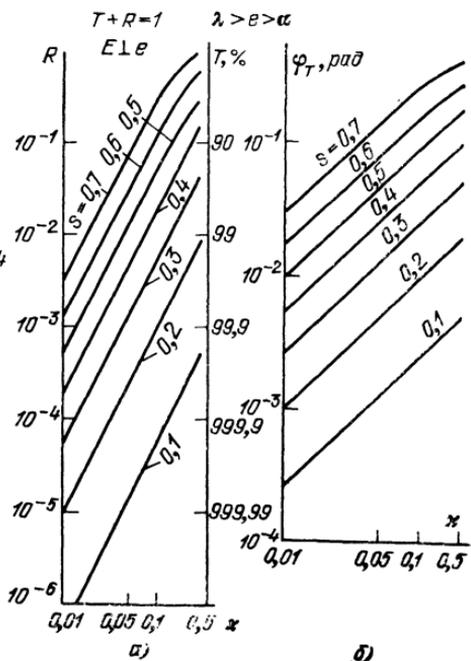


Рис. 5.3. Зависимости фазового сдвига волны, отраженной от одномерной проволочной сетки при  $E \perp l$  (а), и волны, прошедшей через сетку при  $E \parallel l$ , от параметра  $\kappa$  для различных коэффициентов заполнения  $s$

ся ток и волна отражается; при  $E$ , перпендикулярном проволочкам, волна проходит сквозь решетку с малыми потерями. Если диаметр сетки много больше длины волны  $\lambda$  и шага сетки  $l$ , она может быть использована для управления излучением: для линейно поляризованной волны поворотом сетки вокруг оси можно добиться изменения коэффициентов ее пропускания и отражения по мощности в  $10^3$  раз. На рис. 5.2, 5.3 приведены соответственно графики зависимостей коэффициентов пропускания, отражения и фазового сдвига прошедшей и отраженной волны от параметра  $\kappa = l/\lambda$  для различных коэффициентов заполнения  $S = d/l$  ( $d$  — диа-

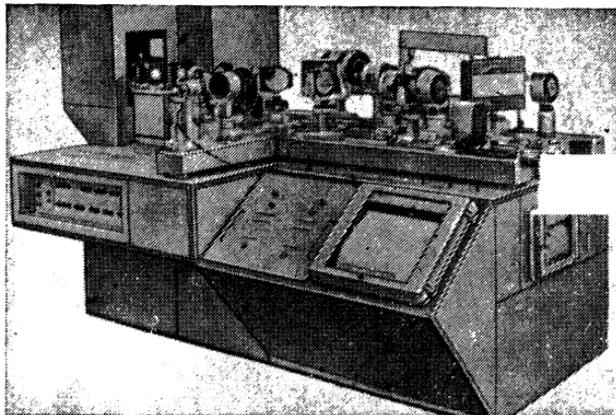


Рис. 5.4. Общий вид субмиллиметрового спектрометра МАС-1

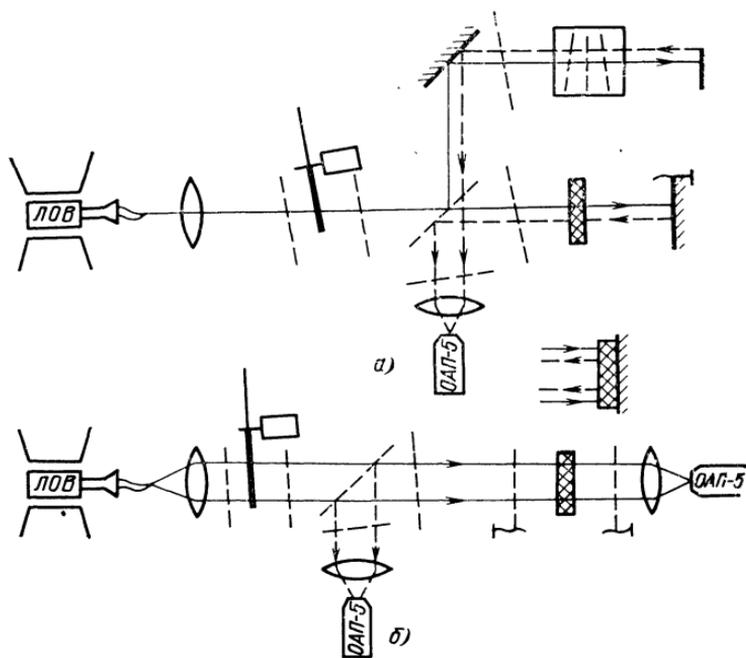


Рис. 5.5. Измерительные схемы интерферометра Майкельсона (а) Фабри-Перо (б)

метр проволоки). Применение таких сеток в качестве поляризаторов и анализаторов позволяет получить коэффициент поляризации  $\sim 1$ . Расположенная под углом к направлению волны  $E$  сетка служит делителем. Совокупность нескольких сеток позволяет создать аттенюаторы, вращатели фазы и плоскости поляризации. При использовании сеток в качестве зеркал с их помощью можно сделать открытые резонаторы с регулируемой добротностью, волномеры и другие устройства. Общий вид одного из квазиоптических субмиллиметровых ЛОВ-спектрометров приведен на рис. 5.4.

В качестве детекторов излучения в ЛОВ-спектрометрах МСМ диапазона с одномерными сетками наряду с оптико-акустическими приемниками наиболее широкое применение нашли охлаждаемые до гелиевых температур фоторезисторы из  $n$ -InSb [85]. Первые ЛОВ-спектрометры этого класса были предназначены для изучения поглощения в твердых телах [86], прежде всего в широком классе диэлектриков, но допускали и более универсальные применения. Было создано несколько видов таких спектрометров, вплоть до высоко автоматизированных приборов со встроенными ЭВМ. В качестве примера можно привести основные параметры одного из таких спектрометров: перекрываемый диапазон  $0,76 \leq \lambda \leq 3,7$  мм (диапазон перекрывается с помощью четырех ЛОВ); разрешающая способность не хуже  $5 \cdot 10^3$ ; динамический диапазон не хуже  $10^5$ . Измерительная схема спектрометра легко изменяется в зависимости от задач эксперимента. Рекомендуются три варианта: однолучевая схема прямого измерения коэффициентов пропускания и отражения образцов; двухлучевая схема интерферометра Майкельсона для определения коэффициента преломления образцов со значительным поглощением (рис. 5.5,а); схема с открытым резонатором типа интерферометра Фабри-Перо для измерения коэффициентов пропускания и преломления слабо поглощающих образцов (рис. 5.5,б). На таких спектрометрах выполнен широкий круг спектральных исследований различных твердых тел [82, 86] — кристаллических, аморфных, пористых. Изучались диэлектрики, сегнетоэлектрики, магнетики, полупроводники. Приведем несколько примеров проведенных исследований.

Впервые прямыми экспериментами [75, 87] в  $Al_2O_3$  были измерены не только характерные для электронного парамагнитного резонанса переходы между зеемановскими компонентами одного штарковского подуровня, но и между зеемановскими компонентами разных штарковских подуровней в относительно небольших магнитных полях. Эта работа прекрасно иллюстрирует возможность, опираясь на большой динамический диапазон и монохроматичность излучения ЛОВ, исследовать нелинейные эффекты при острых резонансах (добротность линии спектра составляла  $\sim 750$ ).

Второй пример, характеризующий возможность полезного использования в рассматриваемых ЛОВ-спектрометрах широкого

диапазона перестройки частоты ЛОВ и их большого динамического диапазона, является измерение комплексных коэффициентов пропускания и отражения при исследовании сегнетоэлектриков вблизи фазовых переходов. В этих областях имеют место коллективные возбуждения молекул (в результате чего возникает сегнетоэлектрическое состояние), частоты которых лежат в субмиллиметровом диапазоне. Колебания вызывают вблизи фазового перехода глубокую диэлектрическую дисперсию, изучение которой дает

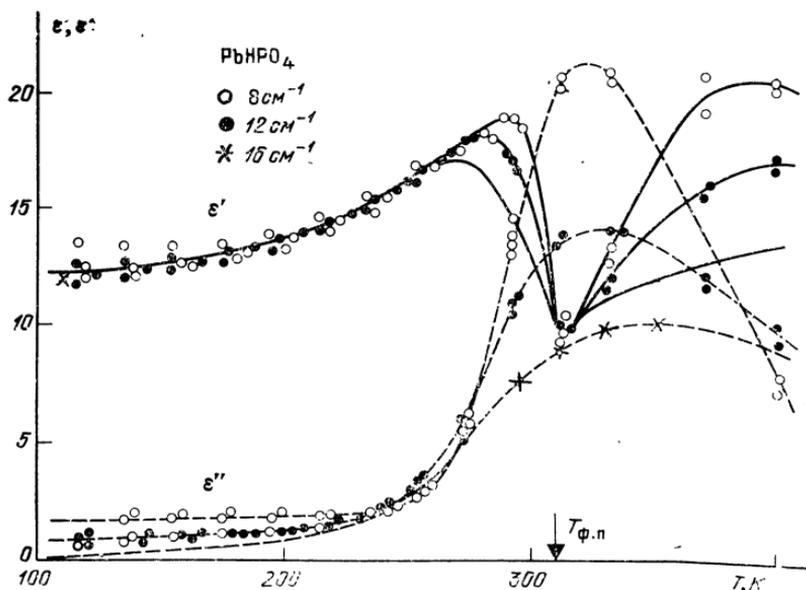


Рис. 5.6. Температурная зависимость действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей диэлектрической проницаемости  $\text{RbHPO}_4$  в сегнетоэлектрической и параэлектрической областях

информацию как о природе, так и о механизме фазового превращения. Кристаллы сегнетоэлектриков при температурах, близких к точкам фазовых переходов  $T_{\phi.п}$ , характеризуются аномально высокими значениями показателей преломления ( $n \sim 10-100$ ) и поглощения ( $\alpha \sim 10 \text{ см}^{-1}$ ) и обладают сильной диэлектрической анизотропией. Это делает их исключительно сложным объектом даже для ЛОВ-спектроскопии [88] и практически недоступным — для исследования с помощью Фурье-спектрометров. На рис. 5.6 представлены температурные зависимости мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости монокристаллов  $\text{RbHPO}_4$  [89], характеризующие упомянутые особенности сегнетоэлектрической дисперсии.

Хотя данные описанных спектрометров и результаты проведенных с их помощью измерений характеризуют большую универ-

сальность и высокое техническое совершенство этих устройств, всех задач спектроскопии субмиллиметрового диапазона они не решают. Так, при создании ЛОВ-спектрометров для исследования газов [90], предназначенных, в первую очередь, для изучения вращательных спектров полярных молекул и наиболее низкочастотных колебательных спектров молекул, важно было обеспечить

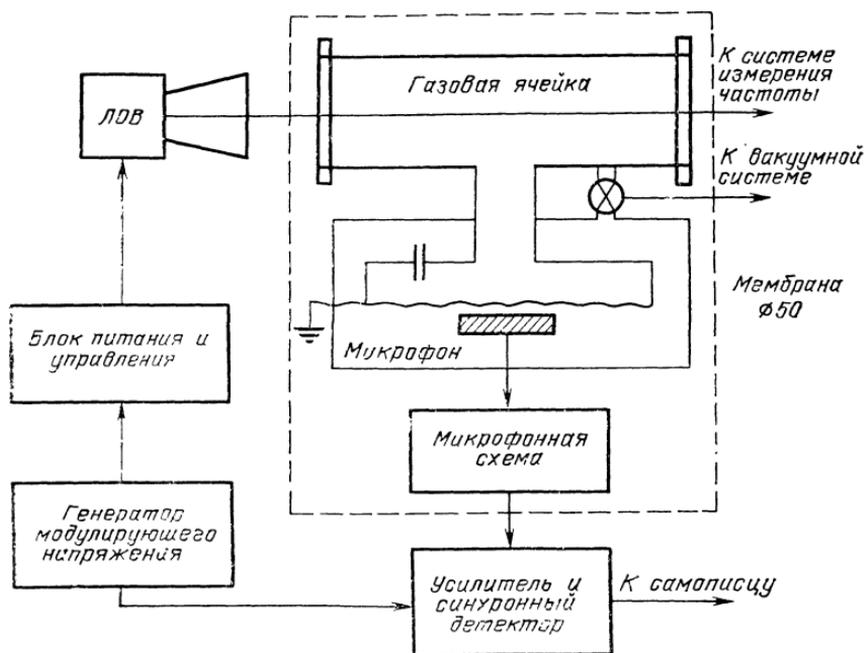


Рис. 5.7. Структурная схема спектрометра с радиоакустическим детектором

определение огромного числа узких линий, интенсивность которых может отличаться на много порядков. Роль монохроматичности и относительно большой мощности ЛОВ при проведении таких измерений очевидна. Но далеко не любой тип ЛОВ-спектрометра удобен для выполнения этих исследований. В описанных спектрометрах регистрируются спектры поглощения газа, но из-за сравнительно малых коэффициентов поглощения полезный сигнал наблюдается на большом фоне, вызванном нерезонансным излучением, которое приводит к ухудшению характеристик прибора из-за насыщения приемника, попадания в него шумов генератора, появления ложных сигналов из-за интерференции, возникающей в передающих системах, и других эффектов. Влияние помех растет с увеличением уровня мощности генераторов, а значительная мощность необходима для получения достаточного резонансного поглощения. Это противоречие удалось разрешить, перейдя к таким

спектрометрам, в которых регистрируются не изменения прошедшего через исследуемый газ излучения, а изменения параметров исследуемого вещества под действием излучения. Например, можно использовать изменение давления при нагревании газа поглощаемым излучением. При этом регистрируется лишь полезный сигнал, т. е. реализуется «нулевой» по излучению характер приема, и повышение интенсивности излучения приводит к увеличению сигнала без влияния на приемник.

Структурная схема ЛОВ-спектрометра с таким радиоакустическим детектором приведена на рис. 5.7. Излучение ЛОВ модули-

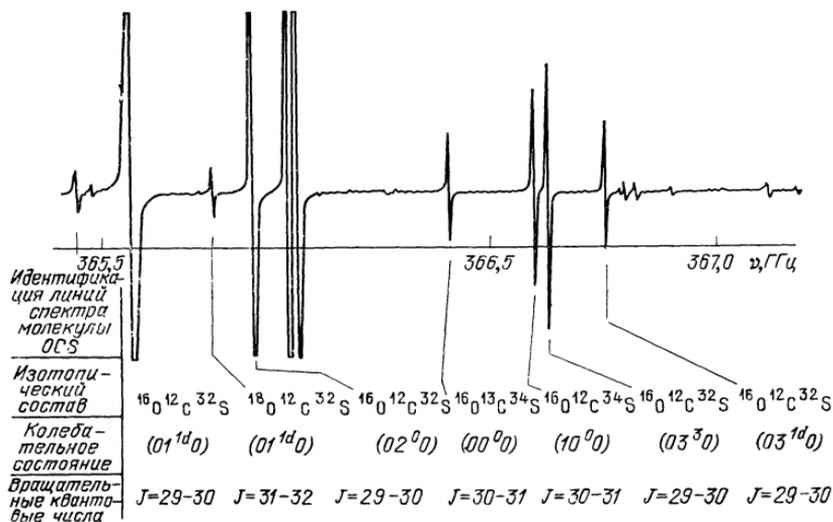


Рис. 5.8. Участок субмиллиметрового вращательного спектра OCS, где линии записаны при частотной модуляции излучения в виде производных

руется звуковой частотой и медленно сканируется по частотному диапазону. В газовой ячейке помещен чувствительный микрофон. При частотах ЛОВ, соответствующих линиям поглощения, газ нагревается и в нем с частотой модуляции изменяется давление. Эти изменения регистрируются микрофоном. Рабочий диапазон прибора, перекрываемый несколькими ЛОВ, составляет 150—1500 ГГц, чувствительность по коэффициенту поглощения при мощности ЛОВ  $\sim 10$  мВт составляет  $10^{-8}$  см $^{-1}$ . Разрешающая способность  $10^5$ — $10^6$ . Таким образом, спектрометр способен регистрировать около миллиона линий.

На рис. 5.8 приведен участок спектра молекулы OCS в различных изотопических комбинациях и колебательных состояниях; на рис. 5.9 — образец записи спектров NH $_3$  и SO $_2$ , иллюстрирующий возможность одновременно записывать с помощью радиоакустического детектора различные спектры при помещении на пути луча

нескольких газовых ячеек с микрофонами. Это позволяет с помощью опорного спектра сравнения просто обеспечить метрику, достаточную для решения многих задач химического анализа —

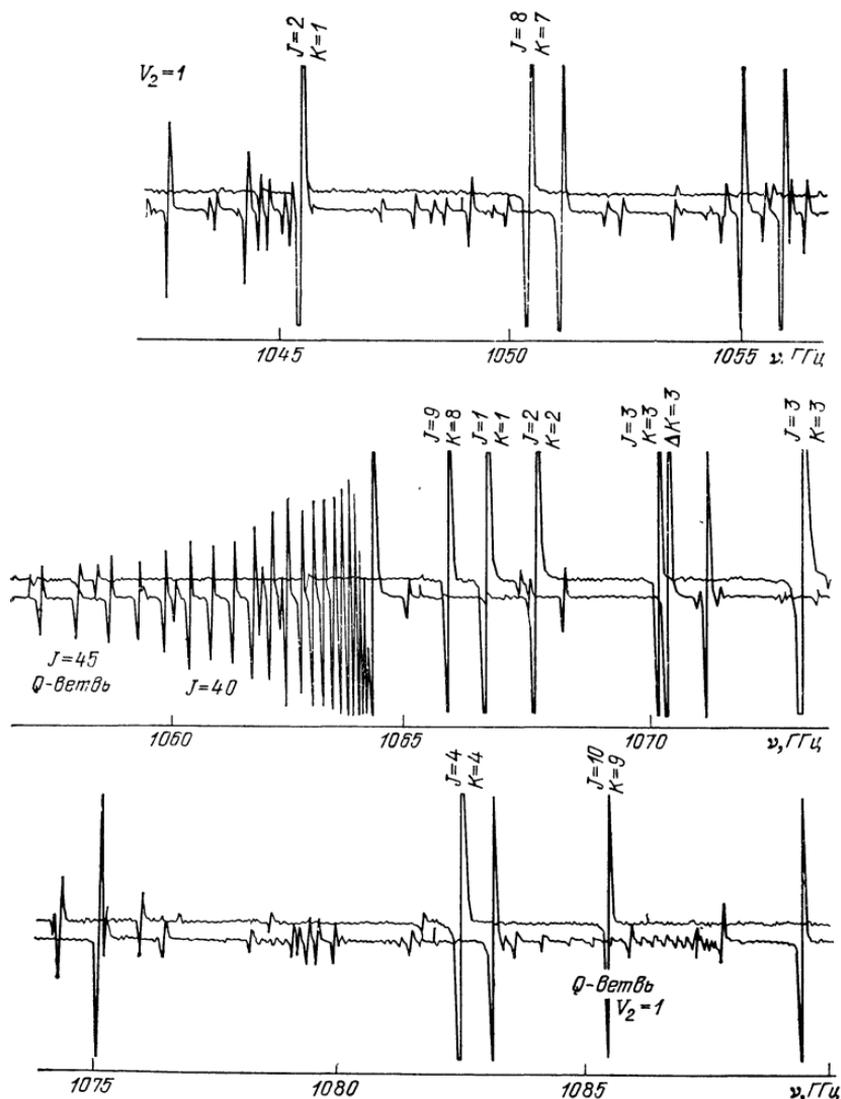


Рис. 5.9. Одновременная запись субмиллиметровых спектров, аммиака  $\text{NH}_3$  (исследуемый, верхняя кривая) и сернистого газа  $\text{SO}_2$  (опорный, нижняя кривая) на частотах выше 1 ГГц

определять частоты с точностью  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  и измерять абсолютную и относительную интенсивность линий.

В ЛОВ-спектрометрах для исследования газов, когда необходимо регистрировать значительное число узких линий, важно со-

читать высокую точность измерения с автоматическим заданием частоты генерации. Большую роль для решения этой задачи играет широкий диапазон электрической перестройки частоты ЛОВ. Но аппаратное обеспечение указанных требований оказалось очень нетривиальным. Работа в этом направлении [64, 65, 91] завершилась созданием прецизионного цифрового управления частотой ЛОВ с точностью  $10^{-9}$  в непрерывном частотном диапазоне 150—

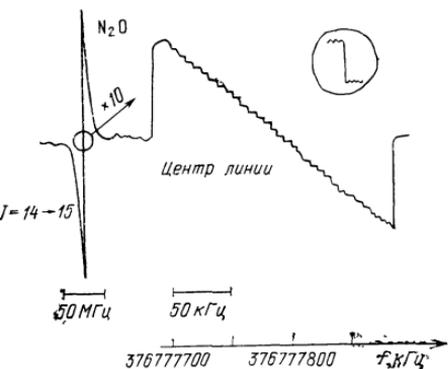


Рис. 5.10. Запись линии  $J=14 \rightarrow 15$   $N_2O$  при цифровом прецизионном управлении частотой излучения ЛОВ субмиллиметровым синтезатором частоты. (Слева — запись линии при быстром цифровом сканировании частоты ЛОВ, справа — запись центральной части линии при медленном сканировании частоты и усилении, увеличенном по сравнению с первым случаем в 10 раз)

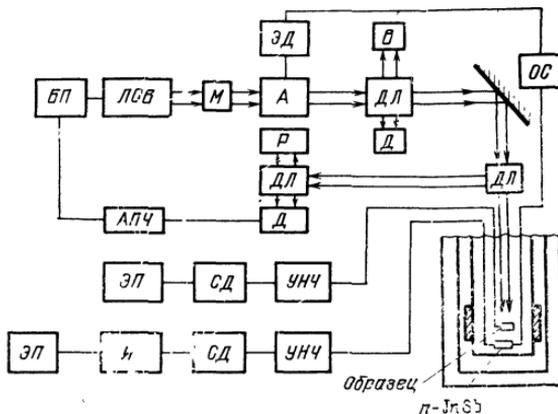


Рис. 5.11. Структурная схема спектрометра субмиллиметрового диапазона для исследования полупроводников:

БП — блок питания; М — модулятор; А — аттенуатор; ДЛ — делитель луча; В — волномер; Д — детектор; ОС — цепь электроомеханической отрицательной обратной связи, включающая электродвигатель ЭД, приводящий во вращение ротор аттенуатора; Р — резонатор; АПЧ — система автоподстройки частоты; УНЧ — усилитель низкой частоты; СД — синхронный детектор; И — интегратор; ЭП — электронный потенциометр

600 ГГц. Эта система основана на фазовой автоподстройке частоты ЛОВ по опорному сигналу с кварцевой стабильностью, обеспечиваемой многократным умножением частоты радиочастотного синтезатора. На рис. 5.10 приведен пример записи одной из линий  $N_2O$  при цифровом управлении ЛОВ синтезатором частоты. Шаг сканирования составлял 5672 Гц на частоте  $\sim 377$  ГГц, т. е. около  $1,5 \cdot 10^{-8}$ . Отдельно показана в увеличении одна из ступенек сканирования.

Использованный в спектрометре для исследования газов метод регистрации, основанный на измерении изменения параметров исследуемого образца (а не взаимодействия с ним излучения) применяется и в спектрометрах [77, 79, 99], предназначенных для исследования полупроводников (рис. 5.11). При этом используется фотопроводимость, возникающая в образце на субмиллиметровых

волнах. Возможность нулевого или балансного метода индикации достигается здесь тем, что при достаточно низких (как правило — гелиевых) температурах статическая проводимость образцов нередко оказывается пренебрежимо малой [94]. Основные характеристики спектрометра: диапазон волн 0,25—3,5 мм, динамический диапазон  $10^6$ , разрешающая способность  $10^4$ — $10^5$ , точность измерения длины волны  $3 \cdot 10^{-3}$  мм. С помощью этого и подобных спектрометров измерен ряд параметров примесей, резонансов свободных носителей и экситонов в полупроводниках [76, 95, 96]. Применение стандартных лучеводных узлов [84] позволяет достаточно просто изменять конструкцию спектрометров.

Описанные спектрометры характеризуют достигнутый к настоящему времени уровень техники. Но новые применения выдвигают и новые задачи. В частности, специфические требования к спектрометрам возникли при исследовании жидкостей [92] и магнетиков [93]. Не углубляясь в описание приборов, сделаем несколько замечаний общего характера. Использование спектрометров нередко усложняется изрезанностью характеристики зависимости мощности, падающей на исследуемый объект, от частоты. Однако в тех случаях, когда при измерениях мощность ЛОВ избыточна, можно использовать простой способ ликвидации неравномерности амплитудно-частотной характеристики прибора, заключающийся в установке в тракте аттенюатора, управляемого цепью отрицательной электромеханической обратной связи, работающей от детектора, помещенного рядом с исследуемым образцом [96]. Мощность, падающая на образец, при этом будет минимальной в рабочем диапазоне частот.

В ряде специфических применений [97] динамический диапазон спектрометра, обычно не превышающий  $10^5$ — $10^6$ , может быть расширен до  $10^9$ , например, при исследовании пропускания металлических пленок в криогенных условиях, когда высокочувствительный детектор помещается в камеру, одной из стенок которой является исследуемый образец, а возможность огибания его излучением исключается сверхпроводящей оправой.

Способность ЛОВ работать в автодинном режиме позволяет в ряде случаев обойти сложности, связанные с реализацией в спектрометрах супергетеродинных методов приема. Созданы автодинные ЛОВ-спектрометры, обладающие очень высокой для субмиллиметрового диапазона чувствительностью, достигающей, например, при индикации сигналов ЭПР  $10^{16}$  спин/Т [95]. Однако сфера применения таких спектрометров ограничена.

Ранее уже приводились примеры того, как использование ЛОВ МСМ диапазона с их специфическими достоинствами позволило качественно изменить возможности спектроскопических исследований для этого участка электромагнитного спектра. Однако полупроводники позволяют продемонстрировать эти возможности особенно разносторонне и наглядно [76, 98]. Поэтому представляется целесообразным дополнить сказанное в предыдущем параграфе несколькими примерами, относящимися к спектрометрии полупроводников, тем более что эти исследования имеют важное практическое значение и могут быть использованы для химического анализа примесей в полупроводниках, определения ряда констант материалов, создания новых типов фоторезисторов и т. п.

При исследовании спектров изолированных примесных центров [77—79] в основном исследовались доноры в Ge и GaAs и акцепторы в Ge; GaAs — один из самых чистых полупроводников — характерен простотой спектра доноров, в Ge спектр доноров в полной мере отражает влияние сильной анизотропии эффективной массы, а спектр акцепторов — вырождение края валентной зоны. В большинстве экспериментов спектры регистрировались по фотопроводимости, вызванной фототермической ионизацией [80, 100] возбужденных состояний. Спектры фотопроводимости записывались либо с разверткой частоты излучения, либо с разверткой магнитного поля (давления) при фиксированных частотах излучения. В качестве примера, иллюстрирующего возможности метода, на рис. 5.12 приведен участок спектра фотопроводимости, а на рис. 5.13 — полученная энергетическая диаграмма возбужденных состояний доноров (Sb) в Ge в отсутствие магнитного поля. Горизонтальными линиями обозначены положения уровней, справа — определенные экспериментально, слева — по данным теории. На рис. 5.14 приведен энергетический спектр акцепторов (*B*) в Ge. В нем, как и в спектре доноров, наряду с уточнением энергий известных возбужденных состояний обнаружен ряд новых состояний, которые не проявлялись в экспериментах по переходам с основного состояния.

На рис. 5.15 представлены результаты исследования взаимодействия состояний примеси в Ge, на рис. 5.16 — энергетический спектр *n*-GaAs в магнитном поле (точки — эксперимент, сплошные линии — теория). На первом из них кроме энергетического спектра показаны участки спектра фотопроводимости, записанные с разверткой *B* при фиксированных энергиях излучения.

Приведенные спектры демонстрируют, каким высоким требованиям по перестройке и разрешению удовлетворяют спектрометры, в которых используются ЛОВ МСМ диапазона.

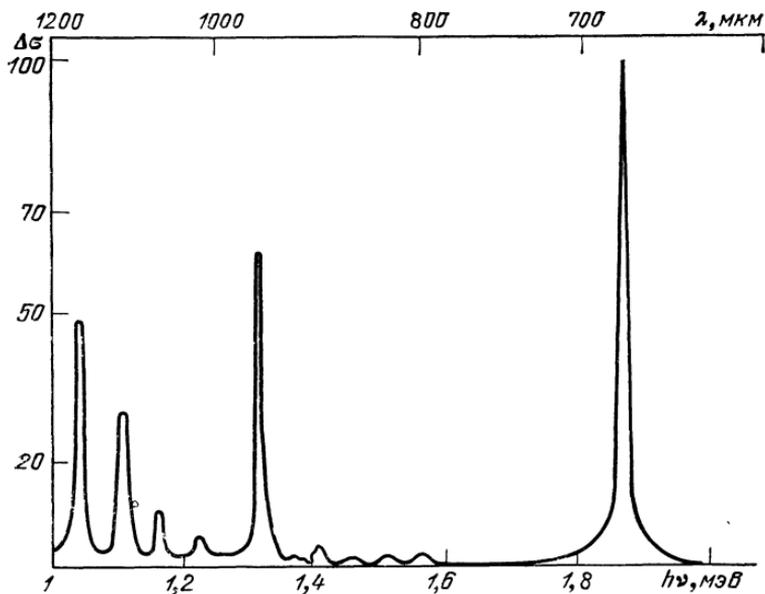


Рис. 5.12. Участок спектра фотопроводимости Ge : Sb при  $T=7$  К

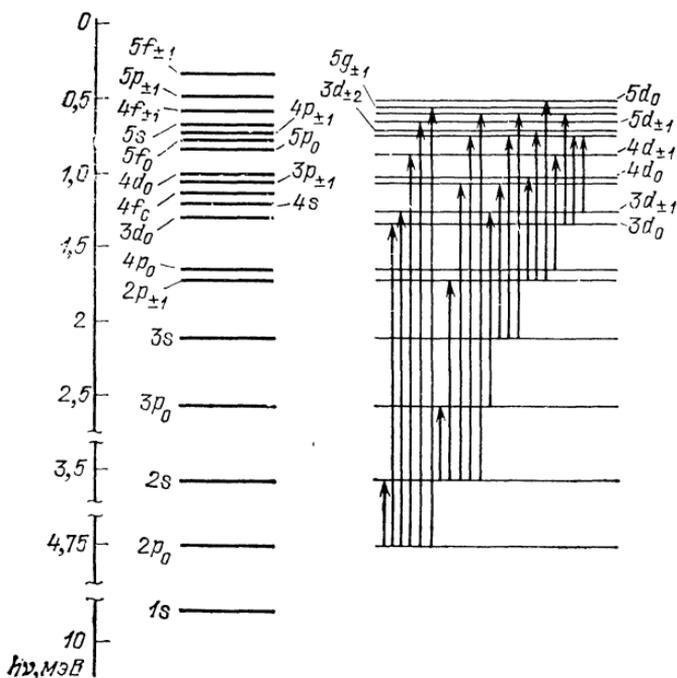


Рис. 5.13. Энергетический спектр возбужденных состояний мелких доноров в Ge. Вертикальными стрелками показаны наблюдавшиеся переходы

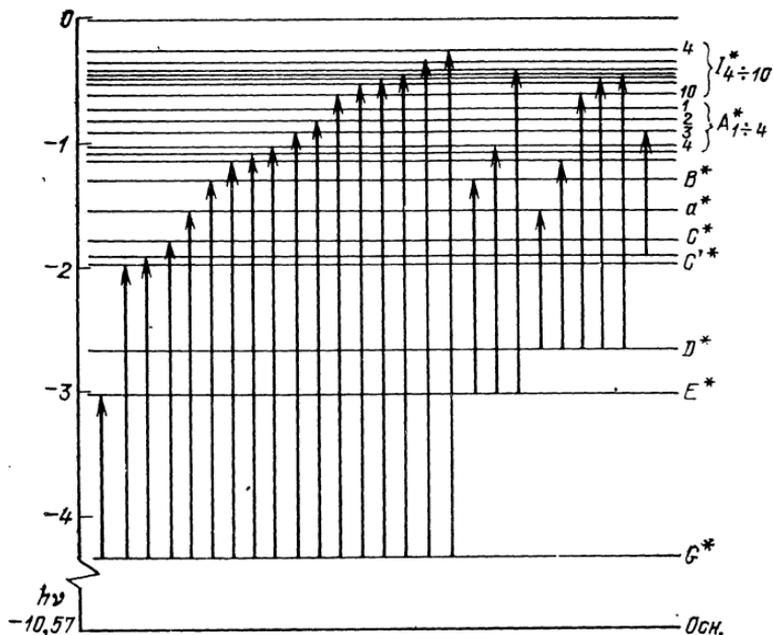


Рис. 5.14. Энергетический спектр возбужденных состояний мелких акцепторов (В) в Ge. Вертикальными стрелками показаны наблюдавшиеся переходы

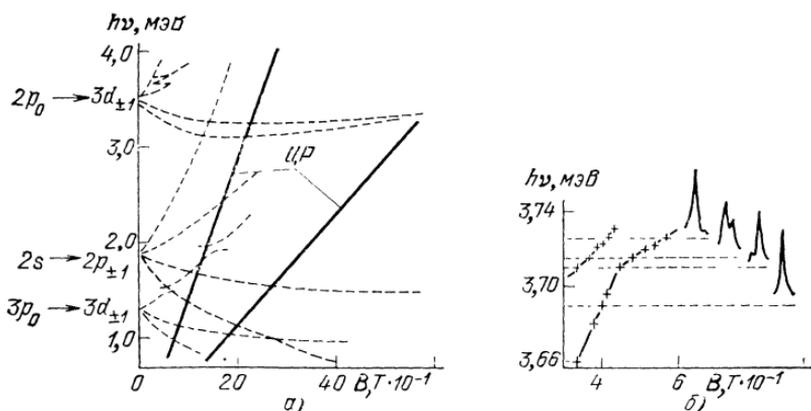


Рис. 5.15. Зависимость энергии переходов от магнитного поля для трех линий спектра Sb в Ge ( $H \parallel \langle 111 \rangle$ ) (а) и участок диаграммы (б) в большем масштабе, и трансформация вида спектра в области псевдопересечения уровней

Малая инерционность ЛОВ при таких спектральных исследованиях может быть использована для исследования кинетики, например — измерения коротких времен жизни электронов в возбужденных состояниях. Для этого наряду с другими параметрами измеряется зависимость сигнала фотопроводимости  $\Delta U$  для какой-либо из исследуемых линий от частоты амплитудной модуляции  $\Omega$ . Модуляция с частотой  $\Omega$  до 200 МГц осуществляется изменением напряжения питания ЛОВ. Специальной юстировкой положения ЛОВ в магните можно добиться получения вместо плавной амплитудно-частотной характеристики узких зон генерации с полосой генерируемых частот, много меньшей ширины исследуемых линий (рис. 5.17). Тогда глубокая амплитудная модуляция достигается изменением анодного напряжения в пределах одной зоны генерации. На рис. 5.18 в качестве примера приведены результаты определения зависимости заселенности нескольких возбужденных состояний  $N$  от генерационного потока  $G$ . Заметим, что приведенные данные иллюстрируют также чувствительность метода.

Перейдем к краткому обсуждению того, что дало использование ЛОВ и ЛОВ-спектроскопии для изучения примесных комплексов.

В полупроводниках с водородоподобными примесями [81, 102] при захвате лишнего заряда нейтральным примесным центром могут образоваться так называемые  $D^-(A^+)$  центры — отрицательно заряженные доноры (положительно заряженные акцепторы), являющиеся аналогом  $H^-$ -отрицательного иона водорода. Они имеют энергию связи  $\epsilon = 0,05\epsilon_0$ , где  $\epsilon_0$  — энергия ионизации нейтрального центра, т. е. их концентрация должна быть существенной при достаточно низких температурах ( $kT \ll \epsilon_i$ ) в условиях собственного или примесного оптического возбуждения свободных носителей.

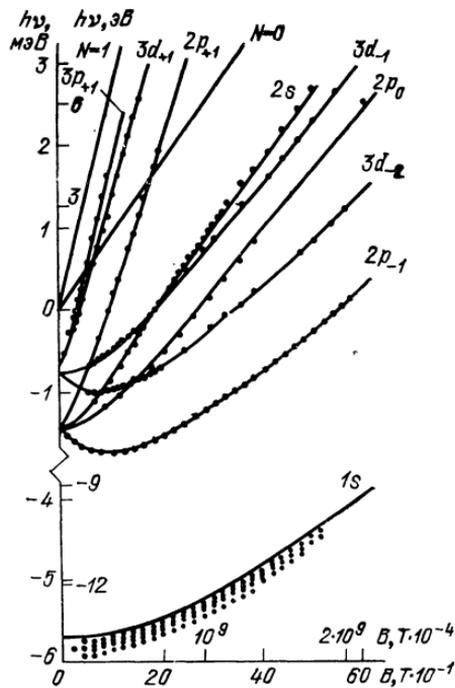


Рис. 5.16. Зависимость энергии уровней доноров в GaAs от напряженности магнитного поля (точки). Сплошные линии — расчет для атома водорода

Благодаря возможности перестройки ЛОВ в широких пределах и значительному динамическому диапазону ЛОВ-спектрометров удалось провести прямые эксперименты по определению энергии  $\epsilon$  в Ge и Si с различными примесями (значения  $\epsilon_i \sim 1-3$  мэВ). Они основывались на определении длинноволновой грани-

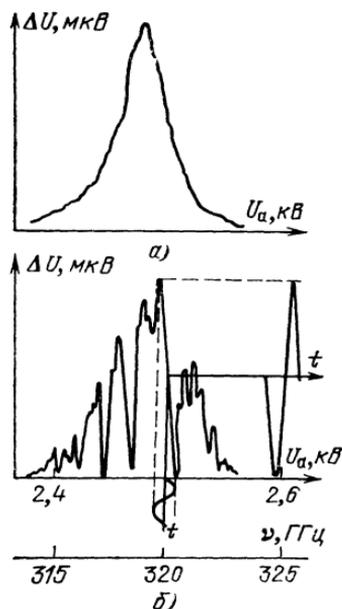


Рис. 5.17. Участок спектра фотопроводимости образца Ge, записанный со стабилизацией (а) и без стабилизации (б) уровня мощности излучения (специальная юстировка ЛОВ в магните)

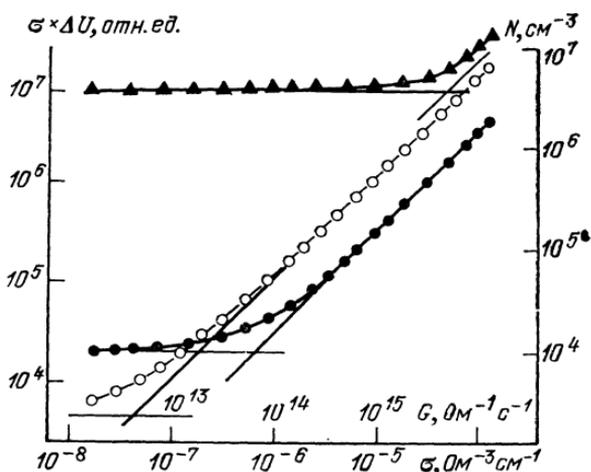
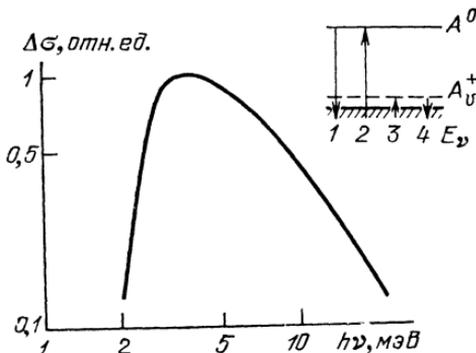


Рис. 5.18. Зависимость  $\sigma \times \Delta U$  от генерационного потока  $G$  при  $T=4,2$  К для переходов:  
 „▲“ —  $2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$ , „•“ —  $3p_0 \rightarrow d3_{\pm 1}$ ,  
 „○“ —  $2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}$

Рис. 5.19. Спектр фотопроводимости, вызванный фотонейтрализацией  $A^+$ -центров в Si: В; показана схема энергетических переходов



цы фотопроводимости, обязанной фотоотрыву носителей от H-центров субмиллиметровым излучением. В качестве примера на рис. 5.19 приведен спектр фотопроводимости Si: В при  $T=1,5$  К в условиях примесного возбуждения при концентрации бора  $N \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ . В экспериментах также было показано, что концен-

трация  $A^+(D^-)$ -центров экспоненциально возрастает с понижением температуры, исследованы рост концентрации таких центров с увеличением уровня оптического возбуждения с основных примесных состояний в проводящую зону, ударная нейтрализация их

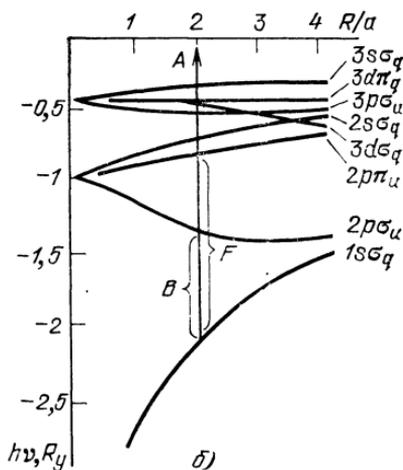
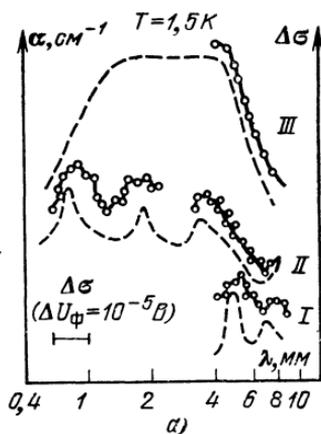


Рис. 5.20. Спектральные зависимости (а) фотоотклика  $\Delta U_{\phi}(\lambda)$  (сплошные линии) и коэффициента поглощения  $\alpha(\lambda)$  (пунктирные линии) и энергетическая диаграмма (б)  $H^+_2$  в зависимости от расстояния между ядрами (в единицах боровского радиуса). Стрелки между уровнями соответствуют пикам, характерным для  $H^+_2$ -центров

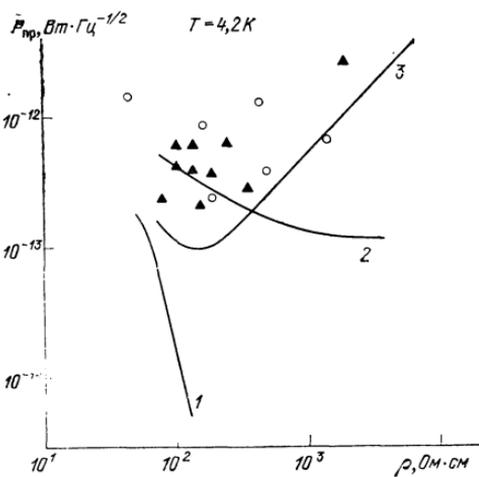


Рис. 5.21. Зависимость предельной чувствительности  $P_{пр}$  от удельного сопротивления  $\rho$   $n$ -InSb  
1, 2 — расчет для различных механизмов фотопроводимости по примесям для  $\lambda=1$  мм, 3 — расчет, аналогичный 2, для  $\lambda=8$  мм. Данные измерений:  $\circ$  —  $\lambda=1$  мм,  $\triangle$  —  $\lambda=8$  мм)

в электрическом поле, зависимость энергии связи от природы примесей и ряд других эффектов.

С помощью ЛОВ-спектрометров удалось также исследовать  $H^+_2$ -комплексы и прыжковую фотопроводимость [103]. Обнаруженные в  $n$ -InSb по поглощению излучения  $H^+_2$ -центры представляют существенный интерес для объяснения природы субмиллиметровой фотопроводимости в этом материале, широко используемом для создания высокочувствительных детекторов излучения [83, 85,

104]. На рис. 5.20,а показаны зависимости  $\Delta U_{\phi}(\lambda)$  и  $\alpha(\lambda)$  для образцов с различными механизмами статической проводимости. Видно, что характер  $\Delta U_{\phi}(\lambda)$  и  $\alpha(\lambda)$  для каждого из образцов (I, II, III) одинаков, причем пики фотопроводимости значительно шире соответствующих им пиков поглощения. Выполнены эксперименты и оценки позволили рассчитать вольт-ваттную чувствительность, характерную для различных механизмов фотопроводимости по примесям. На рис. 5.21 в качестве примера пред-

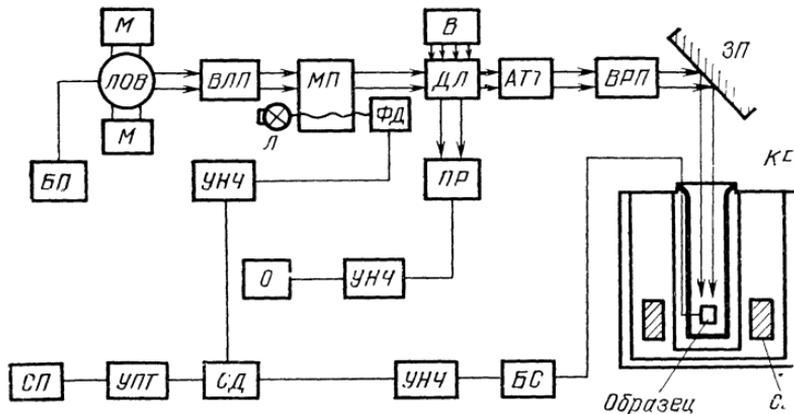


Рис. 5.22. Структурная схема спектрометра с ЛОВ:

М — магнит; БП — блок питания ЛОВ; ВЛП — волноводно-лучевой переход; МП — механический прерыватель; ДЛ — делитель луча; АТТ — аттенюатор; ВРП — вращатель плоскости поляризации; ЗП — зеркальный поворот; КР — кристат; СС — сверхпроводящий соленоид; В — волномер; ПР — приемник излучения ( $n$ -InSb); Л — лампа накаливания; ФД — фотодиод; БС — блок установки смещения на образце; УНЧ — усилитель низкой частоты. О — осциллограф; СД — синхродетектор, УПТ — усилитель постоянного тока; СП — самописец.

ставлены экспериментальные и расчетные данные для предельной чувствительности детекторов из  $n$ -InSb в зависимости от удельного сопротивления образцов.

Возможности ЛОВ-спектроскопии свободных носителей и экситонов [84, 101, 105—109, 115, 116] определяются, в первую очередь, большим динамическим диапазоном, высокой чувствительностью и монохроматичностью ЛОВ. Циклотронный резонанс свободных электронов и дырок на СВЧ успешно используется для анализа зонной структуры полупроводников и механизмов рассеяния и рекомбинации свободных носителей заряда [84, 105]. На рис. 5.22 приведена одна из возможных структурных схем спектрометра для изучения циклотронного резонанса и родственных ему резонансных явлений, на рис. 5.23 — конструкция держателя образца. Изменение частоты в широких пределах при фиксированном  $V$  в сочетании с измерениями поглощения и фотопроводимости привели при исследованиях к наблюдению ряда новых эффектов, в частности, к обнаружению нового междолинного циклотронно-примесного резонанса, обусловленного переходами упруго вза

взаимодействующих с примесями электронов между уровнями Ландау различных долин [106].

Нестандартные возможности измерения в субмиллиметровом диапазоне можно продемонстрировать результатами наблюдения циклотронного резонанса в неоднородном полупроводнике, например Ge—Li, в котором при определенных концентрациях введен-

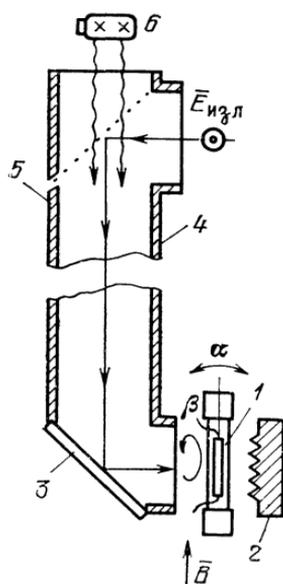


Рис. 5.23. Конструкция лучевода и держателя, имеющего две степени свободы  $\alpha$ ,  $\beta$  для ориентации кристаллографических осей образца относительно В

1 — образец; 2 — согласованная нагрузка; 3 — металлическое зеркало; 4 — диэлектрический лучевод; 5 — проволочная решетка; 6 — лампа накаливания

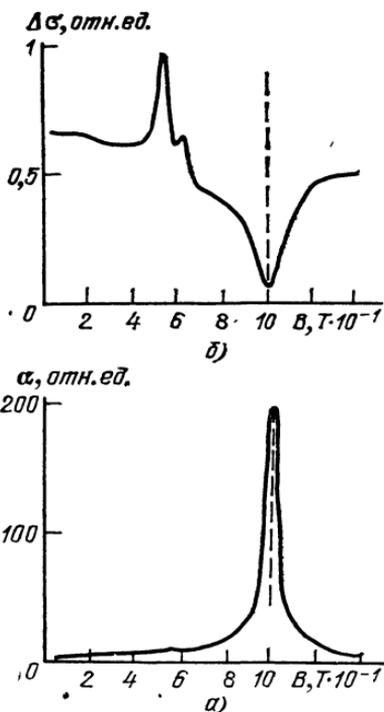


Рис. 5.24. Спектры поглощения (а) и фотопроводимости (432 ГГц) (б) для Ge:Si с  $N_{\pi} \approx N \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 13 \text{ К}$  и  $E = 0,25 \text{ В/см}$

ного лития в матрице, обладающей  $p$ -типом проводимости, возникают области перекомпенсации, имеющие  $n$ -тип проводимости. Способ основан на том, что при циклотронном резонансе излучение взаимодействует только с одним типом носителей. Поэтому, если наблюдаются линии, присущие и электронам и дыркам, это указывает на наличие области с иным типом проводимости (рис. 5.24). Анализ этих спектров позволяет определить средний

размер этих областей, концентрацию примесей в них и матрице, потенциальный барьер между ними.

Спектроскопия открывает новые возможности при исследовании экситонов и их взаимодействия между собой, со свободными носителями, образования электронно-дырочной жидкости и др. эффектов [101, 109, 115, 116].

Развитие субмиллиметровой спектроскопии позволило [108] начать исследование и спинового резонанса электронов в этой области спектра. На рис. 5.25 приведена схема спектрометра, предна-

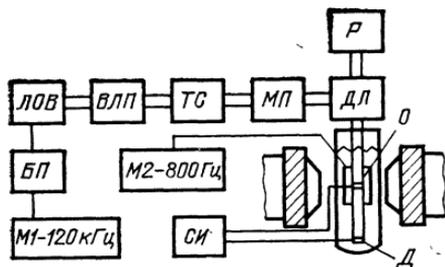


Рис. 5.25. Структурная схема ЭПР спектрометра

БП — блок питания ЛОВ; ВЛП — волновоодно-лучевой переход; ТС — телескопическое соединение; МП — механический прерыватель; Р — резонатор Фабри-Перо; ДЛ — делитель луча; О — образец; Д — детектор из *n*-InSb; СИ — система индикации

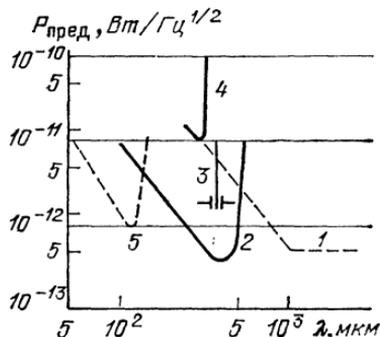


Рис. 5.26. Предельные чувствительности известных (кривые 1, 5) и новых ( $H^-$  (кривая 2), экситонной (кривая 4) и примесного (кривая 3)) субмиллиметровых фоторезисторов

значенного для исследования ЭПР в *n*-InSb в диапазоне волн 0,5—2 мм. Эксперименты, проведенные с помощью ЛОВ-спектрометра, позволили исследовать резонансы свободных и примесных носителей, перераспределение носителей между примесями и зонной проводимости в зависимости от температуры, концентрации доноров-акцепторов, электрического поля.

Исследование полупроводников методами ЛОВ-спектроскопии дало ряд прикладных результатов. В частности, удалось создать новые чувствительные и быстродействующие фотодетекторы [110, 117, 118]. На рис. 5.26 их характеристики сопоставляются с данными для известных фоторезисторов из Ge и *n*-InSb (кривая 1), работающих в этом диапазоне.  $H^-$ -фоторезисторы, основанные на фотоионизации (нейтрализации)  $D^-(A^+)$ -центров, позволяют обеспечить всю субмиллиметровую область спектра фоторезисторами, используя такие хорошо разработанные полупроводниковые материалы, как Ge и Si. На рис. 5.26 (кривая 2) показана характеристика фотодетектора из Si:B, работающего в диапазоне 100—500 мкм и обладающего чувствительностью, не уступающей обыч-

ным примесным фоторезисторам; он дополняет известные фотоприемники по спектральному интервалу. При увеличении  $N_V$  можно смещать диапазон чувствительности фоторезистора в область более коротких волн.

Энергия связи свободных экситонов в Ge также соответствует субмиллиметровому диапазону волн. Это позволяет создать экситонный фоторезистор субмиллиметрового диапазона. Для индикации излучения в нем используется фотопроводимость, возникающая в результате распада экситонов на свободные электроны и дырки. Полоса частот такого фоторезистора из предельно очищенного Ge составляет 120—300 мкм (кривая 4), мало уступая по чувствительности другим фоторезисторам, он выгодно отличается от них тем, что позволяет легко реализовать высокое быстродействие ( $\tau \sim 10^{-8}$  с) из-за малого сопротивления.

Сототермическая ионизация возбужденных состояний в Ge, как и основного состояния примеси, может быть использована для создания узкополосного приемника субмиллиметрового излучения в ряде полос fotocувствительности — узкополосного примесного фоторезистора. Воздействие магнитного поля приводит к перестройке детектора, но богатство спектра фотопроводимости затрудняет его использование как однополосного. Эти трудности удается преодолеть в сравнительно узком диапазоне от 350 до 400 мкм (кривая 3 на рис. 5.26).

Другим важным применением субмиллиметровой ЛОВ-спектроскопии является химический анализ примесей в полупроводниках, в том числе в Ge предельной очистки. Методики здесь базируются на детально разработанной [100] фотоэлектрической спектроскопии (ФЭС), использующей различия в энергии ионизации основного состояния примесей различной химической природы. Коротковолновая граница разработанных ЛОВ не позволяет проводить исследования основного состояния Ge, но и спектр возбужденных состояний несет информацию о химической природе примеси. На рис. 5.27 в качестве примера приведен участок спектра Ge, легированного В, Ga и In. Несмотря на то, что химический сдвиг возбужденных состояний меньше, чем у основного состояния, высокое разрешение ЛОВ-спектрометра (определяемое монохроматичностью ЛОВ) полностью это окупает, а высокая чувствительность компенсирует меньшую заселенность возбужденных состояний. Важное достоинство ФЭС как при исследовании переходов с основного состояния, так и между возбужденными состояниями примеси состоит в том, что чувствительность метода не зависит от концентрации примесей. Даже для ультрачистого Ge при концентрации мелких примесей  $N \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup> линии фототермической ионизации (ФТИ) измеряются с большим запасом чувствительности, что позволяет определить химическую природу примесей и их относительную концентрацию.

Недостаток метода — трудность определения абсолютной концентрации примесей. Однако ЛОВ-спектроскопия, позволяющая сочетать спектральный анализ с измерением кинетики фотопрово-

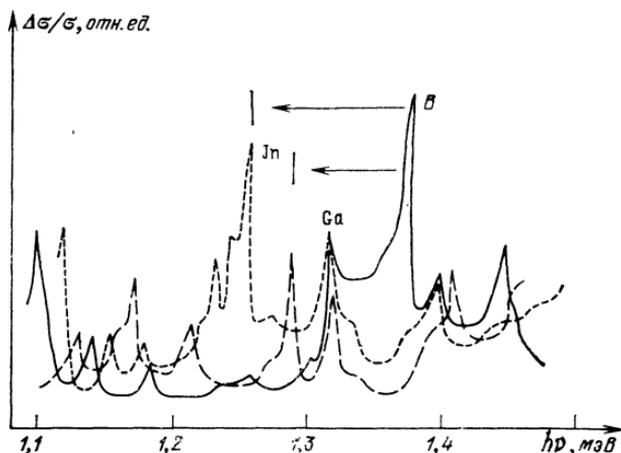


Рис. 5.27. Участок спектра фотопроводимости Ge, легированного B, Ga и In

димости благодаря модуляционным возможностям ЛОВ дает возможность устранить и этот недостаток. Измерение абсолютных значений концентрации примесей при этом базируется на определении числа центров рекомбинации  $N_r$  (при низкой температуре это концентрация компенсирующей примеси), которое однозначно связано с временем жизни свободных носителей  $\tau$ . Экспериментально значения  $\tau$  могут быть получены из измерения времени релаксации фотопроводимости  $\tau_p$  с помощью изменения частоты модуляции излу-

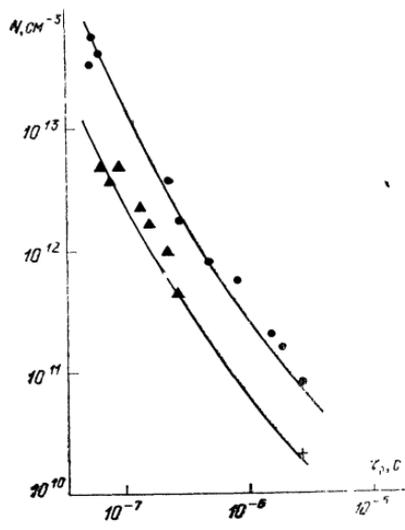


Рис. 5.28. График зависимости концентрации компенсирующей примеси  $N$  от времени релаксации фотопроводимости Ge ( $\tau_p$ ) в субмиллиметровом диапазоне. Кривые — расчет (верхняя кривая для акцепторов в  $n$ -Ge, нижняя — для доноров в  $p$ -Ge). Точки — эксперимент (• — для акцепторов, ▲ — для доноров)

ния ЛОВ [101, 109, 115, 116]. На рис. 5.28 приведены расчетные кривые  $N$  от  $\tau_p$  и точками показаны экспериментальные результаты. Здесь значения  $N$  получены по температурной зависимости постоянной Холла, а  $\tau_p$  — из субмиллиметровых из-

мерений. Видно хорошее соответствие расчета и эксперимента, которое позволяет использовать кривые для определения концентрации компенсирующей примеси, измеряя лишь значения  $\tau_r$ . Этот способ пригоден даже для столь чистых образцов Ge, на которых холловские измерения уже невозможны. Результаты измерения  $\tau_r$  для одного из таких образцов *n*-Ge (с концентрацией акцепторов  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) показаны на рис. 5.28 крестом. Таким образом, проводя спектральные измерения наряду с исследованиями кинетики с помощью одного ЛОВ-спектрометра можно определять абсолютную концентрацию и химическую природу мелких примесей в таких полупроводниках, как Ge, GaAs, InSb и др.

#### 5.4. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЛОВ-СПЕКТРОСКОПИИ

Достижения в спектральных исследованиях различных веществ на субмиллиметровых волнах, обязанные созданию ЛОВ-спектрометров сверхвысокого разрешения, в которых сочетаются монохроматичность излучения, широкая перестройка частоты, реализуемость высокочастотной модуляции излучения с большим динамическим диапазоном, не исчерпывают возможных дальнейших применений ЛОВ. Остановимся на перспективах развития метода и приведем несколько примеров, иллюстрирующих новые направления ЛОВ-спектроскопии.

До настоящего времени ЛОВ-спектрометры использовались в режиме обычных спектральных приборов высокого разрешения и чувствительности, однако их возможности этим не ограничиваются. Ряд применений когерентных источников излучений, типичных для лазерной спектроскопии, осуществим и с ЛОВ. Для лазерной спектроскопии характерны: использование значительных мощностей излучения для изучения нелинейных явлений, резонансного воздействия на вещество и реализации многофотонных переходов, а также измерения кинетики процессов при вариации длительности импульсов применяемых ОКГ. Использование ЛОВ с учетом специфики перестраиваемых генераторов также позволяет расширить возможности спектральных исследований. При этом следует иметь в виду, что при изучении объектов с характеристическими частотами, соответствующими субмиллиметровому диапазону, интенсивность излучения, требуемая для нелинейных эффектов, оказывается много меньшей, чем в оптическом диапазоне.

Обычный спектрометр с ЛОВ применяется при одновременном использовании лишь одной ЛОВ (переключение ЛОВ производится только для расширения диапазона частот прибора). Применение двух и более генераторов одновременно существенно расширяет возможности спектроскопии. Если один из генераторов используется как своего рода монохроматический «генератор накач-

ки», переселяющий, например, возбужденные состояния примесных центров или, скажем, Ландау — уровни свободных или связанных электронов в магнитном поле, то второй при перестройке частоты в интересующем диапазоне может быть использован для спектральных исследований в этих условиях. Примером такого резонансного возбуждения явилось исследование переходов между возбужденными состояниями примесных центров в Ge с целью вариации и измерения их заселенности электронами в зависимости от температуры, оптической подсветки образца и т. п. [109]. Селекция воздействий каждой ЛОВ может быть произведена с помощью выбора для них различных частот модуляции.

В связи с тем, что в ЛОВ возможна высокочастотная модуляция мощности при изменении напряжения в цепи питания, то соответствующей юстировкой лампы в магнитном поле (использование узких зон генерации) можно достичь глубокой АМ и незначительной ЧМ при управляющих напряжениях  $\sim 10$  В и применить этот режим для исследования кинетических характеристик вплоть до характерных времен релаксации  $\tau \sim 10^{-8}$  с [101, 109, 115, 116]. Для определения меньших времен релаксации полезно сочетать высокочастотную модуляцию с включением в квазиоптический тракт спектрометра — интерферометра, позволяющего поднять частоту модуляции по сравнению с имеющейся в цепи питания более, чем на порядок, и избавиться от синхронной наводки в системе регистрации. При исследовании еще более коротких времен релаксации до  $10^{-10}$ — $10^{-11}$  с можно использовать биения частоты двух идентичных ЛОВ, одна из которых фиксирована по частоте, а у другой частота перестраивается в нужных пределах. Такой способ применялся для получения разностной частоты вплоть до 1 ГГц.

При необходимости спектрометры с ЛОВ легко сочетаются с обычными радиоспектрометрами СВЧ диапазона. Такой комплексный подход значительно расширяет возможности исследования. В качестве примера можно привести спектрометр [113], в котором одновременно на субмиллиметровых волнах по фотопроводимости исследуются свободные экситоны, а по поглощению на частоте 36 ГГц — циклотронный резонанс свободных носителей, позволяющий определить концентрацию свободных носителей в условиях опыта. На рис. 5.29 приведена структурная схема спектрометра, где для исследования кинетики в тракт с помощью делителя  $D_1$  включены две ЛОВ и интерферометр  $I$ ; сетчатый делитель  $D_2$  используется для субмиллиметровых волн «на проход», а для диапазона волн 8 мм — «на отражение» ( $G$  — генератор радиоспектрометра диапазона 8 мм,  $СИ$  — системы индикации радиоспектрометра, субмиллиметровой фотопроводимости и поглощения).

Сочетание измерения поглощения субмиллиметрового излучения образца и возникающей в нем фотопроводимости, как уже отме-

чалось, приводит к существенному расширению возможностей исследования полупроводников на СВЧ. Как правило, спектральные исследования при этом существенно дополняют друг друга, давая новую физическую информацию.

Представляет интерес проведение обычных гальваномангнитных исследований образцов в тех же условиях (определение температурных зависимостей постоянной Холла  $R_H$ , удельного сопротивления  $\rho$ , магнитосопротивления, влияния подсветки на  $\rho$  и т. п.). Поэтому к конструкции спектрометра, системе автоматизации измерений, и, особенно, к криостату и держателям образцов нужно предъявлять учитывающие эти обстоятельства требования (наличие оптических вводов, сверхпроводящих соленоидов, регуляторов температуры и т. п.). Естественно, что такие комбинированные измерительные установки перспективны не только для полупроводников, но и для других материалов.

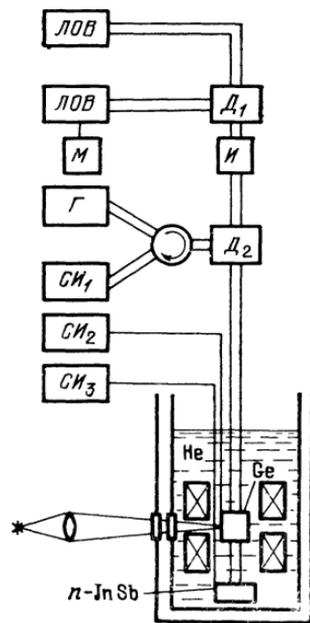


Рис. 5.29. Структурная схема ЛОВ-спектрометра для исследования кинетических явлений, в котором применяется бесконтактное измерение параметров образца с помощью радиоспектрометра СВЧ

В качестве примера применения ЛОВ-спектроскопии следует привести первые результаты изучения сверхпроводников [97, 114]. Они хорошо иллюстрируют целый ряд специфических особенностей и возможностей ЛОВ-спектрометров. Как уже говорилось, субмиллиметровый диапазон волн представляет особый интерес для исследования сверхпроводников, так как энергетическая щель в большинстве сверхпроводящих материалов попадает в соответствующий ему интервал энергий. Для спектроскопии сверхпроводников эти волны используются уже давно, но из-за недостаточного разрешения, малой чувствительности и динамического диапазона обычных спектрометров в последние годы этот метод почти не применяется. Его заменила туннельная спектроскопия. Однако, с ее помощью удастся получить информацию, по-видимому, лишь о слое сверхпроводника, непосредственно прилегающем к туннельному контакту. Развитие ЛОВ-спектроскопии кардинально меняет ситуацию. Значительный динамический диапазон ЛОВ-спектрометра позволяет не только измерять спектры достаточно толстых образцов, но и изучать ряд нелинейных эффектов в сверхпровод-

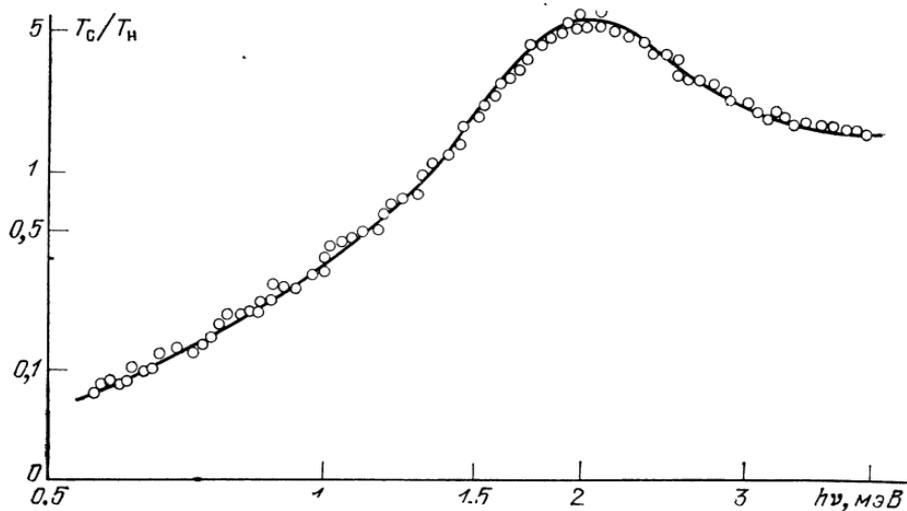


Рис. 5.30. Спектр отношения  $T_c/T_n(\omega)$  для образца  $V$  толщиной  $300 \text{ \AA}$

никах. Разработанные методики позволяют изучать как пропускание  $T_i$  и отражение  $R$ , так и поглощение  $A$  излучения. Объектами исследования могут быть объемные образцы и пленки с различными параметрами (толщиной, покрытием, подложкой). Более того, в рамках одного эксперимента можно определить сразу две характеристики образца ( $T_i$ ,  $R$  или  $A$ ,  $R$ ) и их зависимости от температуры, магнитного поля, мощности излучения. Измерения могут включать исследование кинетических характеристик.

Приведем результаты двух серий экспериментов. В первой измерены спектры пропускания пленок  $V$ ,  $Nb$  и  $NbN$  толщиной от  $75$  до  $3000 \text{ \AA}$  на ЛОВ-спектрометре, в котором детектор из  $n\text{-InSb}$  помещался за исследуемым образцом. Образец в гелиевом криостате нагревался до температуры сверхпроводящего перехода и измерялся его спектр пропускания в нормальном состоянии  $T_n(\omega)$ ; затем температура понижалась и спектр измерялся в сверхпроводящем состоянии  $T_c(\omega)$ . На рис. 5.30 приведен спектр отношения  $T_c/T_n(\omega)$  для образца  $V$  толщиной  $300 \text{ \AA}$ , из которого может быть определено значение энергии щели и ряд других параметров сверхпроводника.

Особенностью этих экспериментов является реализация динамического диапазона спектрометра до  $10^9$  (для измерения пропускания достаточно толстых сверхпроводящих пленок) при эффективном подавлении паразитных резонансов в тракте, несмотря на очень высокий коэффициент отражения сверхпроводящей пленки. Для этого образец (рис. 5.31), представляющий собой пленку исследуемого материала  $1$  на диэлектрической подложке  $2$ , зажи-

мается с прокладками из In 3 в латунную обойму 4 и располагается в квазиоптическом тракте с поглощающими стенками 5, так чтобы перекрыть все сечение лучевода ( $\varnothing$  20 мм) и чтобы угол между осью тракта и нормалью к пленке составлял  $\sim 20^\circ$ . Снаружи обоймы наматывается нагреватель 6, и прикрепляется термометр 7. Лучевод с образцом помещается в вакуумный чехол 8 из нержавеющей стали с кварцевым окном 9, за которым непосредственно в жидком гелии перед согласованной нагрузкой 10 располагается детектор 11 из  $n$ -InSb. Поглощение излучения,

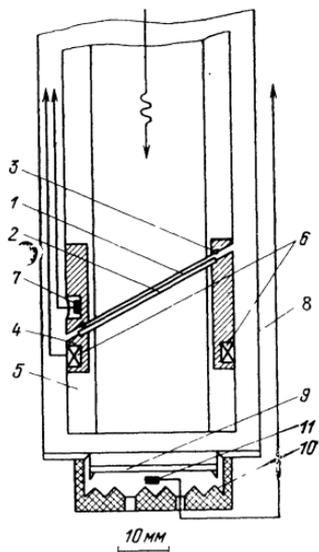


Рис. 5.31. Конструкция камеры со сверхпроводящим образцом и детектором



Рис. 5.32. Вольт-амперная характеристика образца Nb и зависимости  $\Delta U(J)$  и  $J \frac{dR}{dT}(J)$

отраженного от неоднородностей в тракте и прежде всего от исследуемого образца, происходит в стенках тракта, а вакуумное индиевое уплотнение полностью устраняет огибание излучением образца.

Во второй группе экспериментов использовались пленки ниобия толщиной  $100 \text{ \AA}$ , шириной 1—10 мкм и длиной более 5 мм, нанесенные на диэлектрические подложки высокочастотным распылением. Образец, снабженный контактами, помещался в полости сверхпроводящего соленоида в магнитном поле, меньшем критического. Через образец пропускался ток, больший критического при этом поле, и в резистивном состоянии изучалось воздействие субмиллиметрового излучения на проводимость образца. Был обнаружен новый эффект влияния излучения на сверхпроводник в резистивном состоянии, иллюстрируемый рис. 5.32 и 5.33. На рис. 5.32 представлена вольт-амперная характеристика ниобиевой пленки, а также изменение напряжения на образце под действием излучения  $\Delta U$  от тока  $I$ . Оказалось, что максимум  $\Delta U(I)$

соответствует максимуму зависимости  $JdR/dT(I)$ . Однако температурная зависимость величины эффекта  $\Delta U$  (рис. 5.33), соответствующая максимуму двухпараметрической зависимости  $\Delta U(I, H)$ , сильно отличается от  $IdR/dI(T)$ ; это свидетельствует о том, что эффект не сводится к болометрическому. Измерения в диапазоне

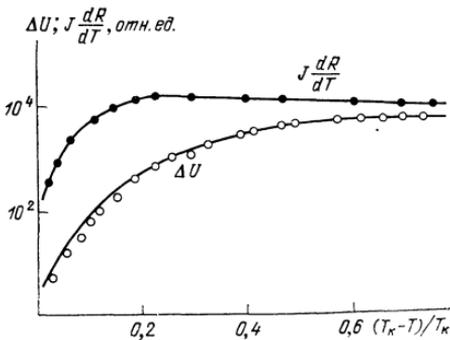


Рис. 5.33. Температурные зависимости  $\Delta U$  и  $J \frac{dR}{dT}$

частот показали, что эффект не селективен (в частности, не имеет особенностей вблизи энергий квантов, характерных для окрестности энергетической щели). Измерение инерционности эффекта показало, что характерная постоянная времени  $\tau$  зависит от температуры. Значения  $\tau$  составляют  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  с; вблизи сверхпроводящего перехода ( $T \approx T_k = 4,15$  К) постоянная времени ограничена процессом релаксации параметра порядка  $\tau_\Delta \approx (1 - T/T_k)^{-1/2}$ , а при более низких  $T$   $\tau \sim T^{-2}$  и определяется электрон-фононным взаимодействием. Таким образом, этот эффект, по-видимому, связан с разогревом квазичастиц излучением и, как следствие, уменьшением числа куперовских пар в образце. Приведенный пример хорошо иллюстрирует возможности ЛОВ-спектроскопии сверхпроводников.

Очевидно, что рассмотренными вопросами проблема применений и перспектив ЛОВ ни в коей мере не исчерпывается. Особое значение для их широкого внедрения в практику исследований и технических приложений имеет дальнейшее совершенствование аппаратуры, основанной на использовании ЛОВ, выпуск разнообразного ассортимента измерительных и управляющих квазиоптических устройств субмиллиметрового диапазона волн, а также автоматизация измерений.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $k$  — постоянная Больцмана
- $L$  — шаг замедляющей системы
- $L_{opt}$  — оптимальная длина замедляющей системы
- $L$  — геометрическая длина замедляющей системы
- $\Delta L$  — допуск на шаг замедляющей системы
- $h$  — высота штырей замедляющей системы
- $\Delta h$  — допуск на высоту штырей замедляющей системы
- $\lambda_3$  — длина замедленной волны
- $K_c$  — усредненное по сечению пучка сопротивление связи
- $K_{cx}$  — сопротивление связи на расстоянии  $x$  от поверхности замедляющей системы

$\beta = 2\pi/\lambda_3$  — постоянная распространения замедленной волны

$P$  — поток мощности волны

$E_{-1}$  — напряженность СВЧ электрического поля у поверхности замедляющей системы

$\tilde{E}_{-1x}$  — напряженность СВЧ электрического поля на расстоянии  $x$  от поверхности замедляющей системы

$C$  — параметр усиления Пирса

$I_n$  — пусковой ток ЛОВ

$I_p$  — рабочий ток ЛОВ

$N = \mathcal{L}/\lambda_3$  — электрическая длина замедляющей системы

$\Phi = 2\pi h/\lambda$

$\varphi$  — сдвиг фазы волны на шаг замедляющей системы

$K(\varphi)$  — волновое сопротивление многопроводной линии

$a$  — расстояние от конца штырей до верхней стенки волновода замедляющей системы гребенка

$b$  — ширина штырей замедляющей системы

$$M_0 = \sin \varphi \frac{l}{2L} / \varphi \frac{l}{2L}$$

$l$  — расстояние между двумя соседними штырями замедляющей системы

$w_1, w_2$  — расстояние от штырей системы до боковых стенок волновода

$d_p = 2w$  — расстояние между рядами многорядной системы

$\tilde{E}_z$  — напряженность СВЧ электрического поля, составляющая по оси  $z$

$\tilde{W}$  — СВЧ энергия, запасенная на единицу длины замедляющей системы

$d_{кр}$  — максимальное расстояние между рядами системы

$x_n, y_n$  — ширина и высота поперечного сечения электронного пучка, падающего на вход многорядной системы

$j$  — плотность тока электронного пучка

$d_{opt}$  — оптимальное расстояние между рядами многорядной системы

$\epsilon = \Delta/2$

$\Delta$  — эффективная глубина скинслоя в электронном пучке

$L_{дБ}$  — полные СВЧ потери в замедляющей системе

$\alpha_n = L_{дБ}/N$  — удельные СВЧ потери

$\lambda_{гр}$  — предельная (границная) длина волны

$\Delta R$  — высота микронеровностей

$\Delta_m$  — толщина скинслоя в металле

$d_{пуч}$  — диаметр электронного пучка

$d_{кан}$  — диаметр пролетного канала

$\Delta T$  — перепад температуры

$P_T$  — плотность потока мощности

$\lambda_T$  — теплопроводность

$\Delta_T$  — толщина материала

$S$  — площадь поперечного сечения пластины (штыря)

$\alpha, \alpha_1$  — углы встречи электронного пучка с теплорассеивающей поверхностью

$K_p$  — степень рассредоточения электронного пучка

$\varphi_n$  — угол поворота оси прибора (ЛОВ) в магнитном поле

$\rho$  — радиус, проведенный из точки вылета электрона с катода до точки встречи его с теплорассеивающей поверхностью

$v$  — скорость электрона

$I_0$  — ток, приходящийся на единицу ширины пучка

- $\Psi$  — магнитный ток  
 $\eta = e/m$  — отношение заряда к массе электрона  
 $e^+$  — заряд иона  
 $M$  — масса иона  
 $\theta$  — угол поворота пучка в магнитном поле  
 $r$  — радиус пучка  
 $\Psi_k$  — магнитный поток на катоде  
 $\lambda_p$  — длина волны пульсации  
 $k$  — постоянная Больцмана  
 $T$  — абсолютная температура  
 $P_0$  — первичная мощность пучка  
 $\rho_e$  — плотность пространственного заряда  
 $\tau$  — толщина ленточного пучка  
 $I$  — ток пучка  
 $b_0$  — половина высоты анодного отверстия  
 $d_{k-a}$  — расстояние катод—анод  
 $R_0$  — радиус кривизны  
 $\alpha_0$  — угол перегиба электродов  
 $\chi$  — угол сноса электронов  
 $\gamma$  — угол наклона пушки в магнитном поле  
 $\gamma_0$  — угол наклона траектории на входе в однородное магнитное поле  
 $x_0$  — равновесная полутолщина пучка  
 $x_k$  — полутолщина пучка на катоде  
 $x(0)$  — полутолщина пучка на входе в однородное магнитное поле  
 $B_k$  — магнитное поле на катоде  
 $K$  — параметр катодных условий  
 $B_\delta$  — бриллюэновская величина магнитного поля  
 $R_p$  — амплитуда пульсации пучка  
 $\varphi_0$  — начальная фаза пульсации  
 $r(0)$  — радиус пучка на входе в область однородного магнитного поля  
 $r_k$  — радиус катода  
 $r_0$  — равновесный радиус пучка  
 $R_{max}$  — максимальный радиус пучка  
 $R_{min}$  — минимальный радиус пучка  
 $\delta$  — параметр пространственного заряда  
 $\nu$  — параметр магнитного поля  
 $p_\perp$  — поперечная составляющая импульса заряженной частицы  
 $S_M$  — коэффициент компрессии пучка (сходимость пучка)  
 $n_0$  — число молекул в  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$   
 $p_0$  — давление газа  
 $\rho_i$  — плотность газа  
 $U_i$  — потенциал, соответствующий тепловой скорости иона  
 $\omega_i$  — частота колебаний ионов  
 $R$  — нормализованный радиус  
 $Z$  — нормализованная длина  
 $x_{0i}$  — ордината рождения иона  
 $d$  — половина ширины пролетного канала  
 $n$  — число ионов, образующихся в слое единичной толщины  
 $\omega_c$  — циклотронная частота  
 $\gamma_i$  — отношение толщины электронного пучка к толщине приосевого слоя

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ГОСТ 24375—80. Радиосвязь. Термины и определения.
- Миллиметровые и субмиллиметровые волны. / Под ред. Р. Г. Мирманова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959. — 607 с.

3. **Голант М. Б., Бобровский Ю. Л.** Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров. — М.: Советское радио, 1977. — 336 с.
4. **Голант М. Б., Маклаков А. А., Шур М. Б.** Изготовление резонаторов и замедляющих систем. — М.: Советское радио, 1969. — 408 с.
5. **Таблицы физических величин.** / Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1007 с.
6. **Coleman P. D.** Present and Future Problems, Concerning Lasers in the Far — Infrared Spectral Region. — Journal of the Optical Society of America, 1977, vol. 67, N 7, p. 894—901.
7. **Голант М. Б., Савельев В. С.** и др. Начало взаимного перекрытия диапазонов, осваиваемых лазерами и лампами обратной волны. — Радиотехника и электроника, 1965, т. 11, № 7, с. 1321—1322.
8. **Guenard P., Doehler O., Epsztein V., Warnecke R.** Nouveau Tubes Oscillateurs à Large Bande d'accord Electronique pour Hyperfrequences. — C. R. Acad. Sc, 1952, t. 235, p. 236.
9. **Электронные приборы СВЧ.** / Под ред. В. И. Шевчика и М. А. Григорьева. — Саратов: СГУ, 1980. — 416 с.
10. **Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П.** Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Советское радио, 1967. — 652 с.
11. **Шевчик В. Н., Трубецков Д. И.** Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. — М.: Советское радио, 1970. — 594 с.
12. **Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С.** Лампы малой мощности с обратной волной. — М.: Советское радио, 1963. — 296 с.
13. **Электроника ламп с обратной волной** / Под ред. Шевчика В. Н., Трубецкова Д. И. — Саратов: СГУ, 1977. — 194 с.
14. **Куракин С. В.** Электронные СВЧ приборы. — М.: Радио и связь, 1981. — 272 с.
15. **Силин Р. А., Сазонов В. П.** Замедляющие системы. — М.: Советское радио, 1965. — 632 с.
16. **Тараненко З. И., Трохименко Я. К.** Замедляющие системы. — К.: Техника, 1965.
17. **Белуга И. Ш.** Расчет характеристик некоторых штыревых и резонаторных замедляющих систем. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника, 1963, вып. 10, с. 71—120.
18. **Белуга И. Ш., Морозов В. С., Фролов А. Г.** Расчет характеристик двумерной гребенки. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника, 1964, вып. 11, с. 137—160.
19. **Jonson H. R.** Backward Wave Oscillator. — Proc. IRE, 1955, vol. 43, N 6, p. 684—697.
20. **Grow R. W., Watkins D. A.** Backward-wave Oscillator Efficiency. — Proc. IRE, 1955, vol. 43, N 7, p. 848.
21. **Карп А.** Экспериментальные исследования генератора с обратной волной в диапазоне 100—200 ГГц. — В кн.: Миллиметровые и субмиллиметровые волны / Под ред. Р. Г. Мириманова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959, с. 574—587.
22. **Рид Е. К.** Перестраиваемый низковольтный отражательный клистрон, работающий в диапазоне 50—60 ГГц. — В кн.: Миллиметровые и субмиллиметровые волны / Под ред. Р. Г. Мириманова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959, с. 467—495.
23. **Conwert G., Yeon T. and Pasty B.** Millimeter Wave O—Carcinotron. — Proceedings of the Symposium on Millimeter Waves, Polytechnic Institute of Brooklyn, 1959, N 4, p. 134—144.
24. **Conwert G., Yeon T., Monton P. C.** The Generation of Submillimeter Waves. — Congress International Tubes Hyperfrequences. La Haye, 1962.
25. **Erich Glass.** A Backward-wave Oscillator for the 110 to 170 GHz Band. — Microwave Journal, 1981, November, p. 79—81.
26. **Bled J., Bresson A., Papoular R., Wegrowc J. G.** Nouvelles Techniques

- d'Utilisation des Ondes Millimétriques et Submillimétriques. — L'Onde Electrique, 1964, Janvier, N 442, p. 26—35.
- 27.\*) **Golant M. B., Zyulina E. A., Negirev A. A.** and oth. Multirow Delay Structure for Millimetre and Submillimetre Waveband Devices. — Patent of the United Kingdom, 1966, N 1.160.096, 11 oct. 1966.
  28. **Беспалов В. И.** и др. Экспериментальное исследование влияния неоднородностей на характеристики некоторых замедляющих систем. — Изв. вузов, Радиофизика, 1961. т. IV, № 3, с. 534—546.
  29. **Беспалов В. И.** и др. Допуски на точность изготовления замедляющих систем. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. I. Электроника, 1961, вып. 6, с. 55—64.
  30. **Пиз Х. К.** Влияние погрешностей изготовления на параметры замедляющей системы со встречными штырями. — В кн.: Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями: Пер. с англ./Под ред. М. М. Федорова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961, т. I, с. 85—93.
  31. **Манькин И. А.** и др. Влияние погрешностей изготовления замедляющих систем на взаимодействие пучка с волной. — Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ, 1974, вып. 4, с. 46—53.
  32. **Groupement Tubes Electroniques Cataloge GTE 003/Thomson—CSF.** Mars 1970, December 1973, Mars 1978.
  33. **Backward-wave Oscillators Continuous Electronic-tuning from 5,8 to 8,5 and 26,5 to 110 GHz / Siemens,** 1977.
  34. **Голант М. Б.** и др. Серия широкодиапазонных генераторов малой мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. — ПТЭ, 1965, № 4, с. 136—140.
  35. **Голант М. Б.** и др. Широкодиапазонные генераторы субмиллиметрового диапазона волн. — ПТЭ, 1969, № 3, с. 231—232.
  36. **Лебедев И. В.** Техника и приборы СВЧ. — М.: Высшая школа, 1972, т. 2. — 375 с.
  37. **Ta Jeou.** Generation des ondes Millimétriques et Submillimétriques. Tubes pour Hyperfréquences, Travaux du 5<sup>e</sup> Congress Int. — Paris, 1964, p. 151—156.
  38. **Дж. Пирс.** Лампа с бегущей волной. / Пер. с англ. — М.: Советское радио, 1952.
  39. **Дж. Пирс.** Теория и расчет электронных пучков: Пер. с англ. — М.: Советское радио, 1956.
  40. **Рустерхольц А.** Электронная оптика: Пер. с нем. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
  41. **Алямовский И. В.** Электронные пучки и электронные пушки. — М.: Советское радио, 1966.
  42. **Millman S.** Spatial Harmonic Traveling-Wave Amplifier. — Bell Labor. Record, 1952, vol. 30, N 11, pp. 413—416.
  43. **Арцимович Л. А.** Элементарная физика плазмы. — М.: Наука, 1966, с. 40—41.
  44. **Traveling Wave Tubes. DATA. Book / Siemens,** 1982, 1983, p. 204.
  45. **Les Carcinotrons O Millimétriques / CSF,** Paris, 1966, p. 1—18.
  46. **J. Boissiere, B. Epsztein, L. Teyssier.** Advances in Submillimeter-wave Carcinotrons. — 6-th Int. Conf. on Infrared and mm-waves, 1981, December, Florida, p. 7—19.
  47. **Acker-Arnold E.** Interest in mm-wave Spurstube Growth. — Microwaves, 1982, vol. 21, N 7, p. 55—74.
  48. **Савельев В. С.** Влияние толщины электронных пучков и тепловых скоростей ионов на характер бомбардировки катодов. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1981, вып. 11, с. 335.

\*) Патент объединяет материалы ряда авторских свидетельств Голанта М. Б., Зюлиной Е. А., Негирева А. А., Самородовой Г. А., Солнцева В. А., Тагера А. С., Победоносцева А. С.

49. **Юрьев В. И.** Ионы в длинных электронных потоках. — Вопросы электроники. Сер. Электроника, 1964, вып. 7, с. 134—149.
50. **Дэшман С.** Научные основы вакуумной техники: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1950. — 695 с.
51. **Гинзбург В. Л.** Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. — 683 с.
52. **Alekseenko A. M.** BWO. — 7th Intern. Conf. on Microwave and Optical Generation and Amplification, 1968, Hamburg, 16—20, IX s. 93—98.
53. **Microwave DATA Book**, 1981, Book 5, vol. 26, p. 45.
54. **Tubes Electronics /CSF**, Fevral, 1966.
55. **Electric Industry company limited/OKI**.
56. **Kato V., Konosu O.** Development of Millimeter-wave BWO. — Tubes pour Hyperfrequencies, Travaux du 5<sup>e</sup> Congress Int., Paris, 1964.
57. **Голант М. Б.** О целесообразности использования сходящихся оптик. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. Электроника, 1959, вып. 4, с. 97—104.
58. **Gebbie H. A., Stone N. W. B., Findlay F. D.** — Nature, 1964, vol. 202, N 4933, p. 685.
59. **Kantorowicz G., Palluel P., Pontvianne J.** New Developments in Submillimeter-wave BWOs. — Microwave J., 1979, February, vol. 22, N 2, p. 57—59.
60. **Kai Chang** and oth. Millimeter-wave Silicon IMPATT Sources and Combiners for the 110—160 GHz Range. — IEEE Transactions, 1981, vol. MTT-29, N 12, p. 1278—1284.
61. **Wiltse J. C.** Millimeter-wave Technology Applications. — Microwave J., 1979, vol. 22, N 8, p. 39—41.
62. **Бабкин Ю. С.** и др. Аппаратура для исследования распространения радиоволн субмиллиметрового диапазона. — ПТЭ, 1968, № 1, с. 229.
63. **Драгин Ю. А.** и др. Стабилизация частоты микроволновых генераторов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. — ПТЭ, 1969, № 1, с. 85.
64. **Крупнов А. Ф., Герштейн Л. И.** Стабилизация частоты генераторов субмиллиметрового диапазона по кварцевому опорному сигналу. — ПТЭ, 1970, № 1, с. 159.
65. **Крупнов А. Ф., Герштейн Л. И.** Фазовая автоподстройка частоты ламп обратной волны миллиметрового диапазона. — ПТЭ, 1970, № 6, с. 143.
66. **Моисеенко М. В.** и др. Стабилизация частоты широкодиапазонных ЛОВ субмиллиметрового диапазона. — ПТЭ, 1970, № 5, с. 131.
67. **Моисеенко М. В.** и др. Широкодиапазонный генератор для спектроскопии в субмиллиметровом диапазоне волн. — ПТЭ, 1972, № 2, с. 251.
68. **Вальдов А. И.** и др. Повышение разрешающей способности субмиллиметрового радиоспектроскопа с лампой обратной волны и акустическим детектором. — ПТЭ, 1974, № 5, с. 110.
69. **Матюшов Б. И.** и др. Некоторые вопросы свойств, технологии и применения постоянных магнитов на основе сплавов кобальта с редкоземельными металлами. — Обзоры по ЭТ, ЦНИИ «Электроника», 1973, вып. 6(137), с. 1—65.
70. **Ellowitz H. I.** European Microwave Manufacturers. A Status Report. — Microwave J., 1979, Sept., vol. 22, p. 20—24.
71. **Павельев В. А.** Радиоинтроскопия. — В кн.: Интроскопия, вып. 1, ЦНИИТЭИ приборостроения, М., 1967, с. 21—24.
72. **Edrich J.** Centimeter and Millimeter-wave Thermography. A Survey on Tumor Detection. — J. of Microwave Power, 1979, № 14 (2), p. 95—114.
73. **Научная сессия отделения общей физики и астрономии АН СССР 17—18 января 1973 г.** — УФН, 1973, т. 110, вып. 3, с. 452—469.
74. **Keilmann F.** Nonthermal Microwave Resonances in Living Cells. — Coherence in Spectroscopy and Modern Physics, 1978, p. 347—360.
75. **Виноградов Е. А.** и др. Исследование ЭПР ионов Mn при T=4,2 К в диапазоне волн 1,7—2,35 мм. — ФТТ, 1969, т. 11, вып. 2, с. 335.

76. Гершензон Е. М. Проблемы физики полупроводников. — Л.: ФТИ, им. Иоффе, 1979, с. 53.
77. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г. Заселенность и время жизни возбужденных состояний мелких примесей в Ge. — ЖЭТФ, 1979, т. 76. — с. 711.
78. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Елантьев А. И. Энергетический спектр доноров в Ge и GaAs, влияние на него магнитного поля. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 3, с. 1062.
79. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Кагане М. Л. Энергетический спектр акцепторов в Ge и влияние на него магнитного поля. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 4, с. 1466.
80. Коган Ш. М., Седунов Б. И. Фототермическая ионизация примесного центра в кристалле. — ФТТ, 1966, т. 8, с. 2382.
81. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. Примесные H-подобные центры и обусловленные ими молекулярные комплексы в полупроводниках. — УФН, 1980, т. 132, с. 353.
82. Ирисова Н. А. Метрика субмиллиметровых волн. — Вестник АН СССР, 1968, № 10, с. 63.
83. Rollin B. V. Detection of Millimetre and Submillimetre-wave Radiation by Free Carrier Absorption in a Semiconductor. — Proc. Phys. Soc., 1961, vol. 77, p. 1102.
84. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Кагане М. Л. Наблюдение резонансов свободных носителей в *p*-Ge на субмиллиметровых волнах. — ФТТ, 1978, т. 20, вып. 4, с. 993.
85. Выставкин Н. А., Мигулин В. В. Приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Радиотехника и электроника, 1967, т. 12, № 11, с. 1989.
86. Виноградов Е. А. и др. Широкодиапазонный радиоспектроскоп для изучения поглощения в твердых телах. — ПТЭ, 1967, № 5, с. 192.
87. Виноградов Е. А. и др. Резонансное поглощение в Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на длине волны  $\lambda = 1,21$  мм. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 11, с. 373.
88. Быстров В. П. и др. Автоматический субмиллиметровый монохроматический спектрометр. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1975, вып. 11, с. 83.
89. Кроуна Я. и др. Дальняя инфракрасная и субмиллиметровая диэлектрическая дисперсия в сегнетоэлектриках РbНРО<sub>4</sub> и РbНАlO<sub>4</sub>. — Сегнетоэлектричество, 1978, т. 21, с. 387—380.
90. Крупнов А. Ф. Субмиллиметровая спектроскопия газов. — Вестник АН СССР, 1978, № 7, с. 18.
91. Крупнов А. Ф., Герштейн Л. И. Субмиллиметровый газовый радиоспектроскоп с кварцевым отсчетом частоты. — ПТЭ, 1970, № 5, с. 130.
92. Аплеталин В. Е., Мериакри В. В., Чигрей Е. Е. Исследование жидких диэлектриков на субмиллиметровых волнах. — ПТЭ, 1971, № 5, с. 149.
93. Крафтмахер Г. А., Мериакри В. В. Исследование жидких свойств ферритов на субмиллиметровых волнах. — Радиотехника и электроника, 1971, т. 16, № 11, с. 2221.
94. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н. Переходы электронов между возбужденными состояниями доноров в германии. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 98.
95. Гершензон Е. М. и др. Субмиллиметровый автодинный радиоспектрометр на резонансной лампе обратной волны. — ПТЭ, 1975, № 3, с. 149.
96. Гольцман Г. Н. Простой метод стабилизации мощности субмиллиметрового спектрометра. — ПТЭ, 1972, № 1, с. 1972.
97. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Семенов А. Д. Миллиметровая ЛОВ-спектроскопия сверхпроводников. — III Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Горький: 1980, с. 233.
98. Гершензон Е. М. Спектральные и радиоспектроскопические исследования

- полупроводников на субмиллиметровых волнах. — УФН, 1977, т. 122, № 1 (500), с. 164.
99. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г. Субмиллиметровая спектроскопия полупроводников. — ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 587.
  100. Лифшиц Т. М., Надь Ф. Я. Фотопроводимость в Ge, легированном примесями V группы, при энергиях фотонов, меньших энергии ионизации примесей. — ДАН СССР, 1965. № 162, с. 801.
  101. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г. Энергетический спектр свободных электронов в германии. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 160.
  102. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мельников А. П. Об энергии связи носителей заряда с нейтральным примесным атомом в германии и кремнии. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 281.
  103. Арендарчук В. В. и др. Особенности энергетических состояний локализованных электронов в сильно компенсированном  $n$  InSb. ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 6, с. 2387—2398.
  104. Rutley E. H. Impurity Photoconductivity in  $n$ -type InSb. — Proc. Phys. Soc., 1960, vol. 76, p. 802.
  105. Гершензон Е. М. и др. Циклотронный резонанс электронов в германии в квантующем магнитном поле при неупругом рассеянии на акустических фононах. — ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 8, с. 627.
  106. Гершензон Е. М. и др. Междолинный циклотронно-примесный резонанс электронов в Ge. — Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, № 3, с. 145.
  107. Банная В. Ф. и др. Об исследовании конверсионных областей в германии с литием. — ФТП, 1981, т. 15, с. 1265.
  108. Гершензон Е. М. и др. Сливовой резонанс свободных и связанных электронов на субмиллиметровых волнах. — ФТП, 1981, т. 15, с. 1264.
  109. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г. Наблюдение спектра свободных электронов на субмиллиметровых волнах. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 228.
  110. Гершензон Е. М. и др. О детектировании субмиллиметрового излучения с использованием фотоионизации возбужденных состояний доноров в германии. — Москва: Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн, 1976, с. 42.
  111. Лифшиц Т. М. и др. Определение остаточных примесей в полупроводниках методом фотоэлектрической спектроскопии. — Заводская лаборатория, 1971, № 8, с. 916.
  112. Благосклонская Л. Е. и др. Воздействие сильного магнитного поля на спектр доноров в InSb. — ФТП, 1977, № 11, с. 2373.
  113. Гершензон Е. М. и др. Кинетика субмиллиметровой фотопроводимости при связывании свободных носителей в экситоны. — III Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Горький: 1980, с. 231.
  114. Гершензон Е. М. и др. Разогрев квазичастиц в сверхпроводящей пленке, находящейся в резистивном состоянии. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 281.
  115. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г. Исследование свободных экситонов в германии и их конденсации на субмиллиметровых волнах. — ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 1, с. 224.
  116. Гершензон Е. М. и др. Сечение связывания свободных носителей в экситоны в германии. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 11, с. 590.
  117. Александров В. Н. и др. Новые детекторы субмиллиметрового диапазона — полупроводниковые фоторезисторы. — Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн. — М.: 1976, с. 46.
  118. Александров В. Н. и др. Полупроводниковый  $H$ -фоторезистор субмиллиметрового диапазона волн. — ФТТ, 1977, т. 11, с. 532.

*Евгений Михайлович Гершензон, Михаил Борисович Голант,  
Александр Андреевич Негирев, Виктор Сергеевич Савельев*

**Лампы обратной волны миллиметрового  
и субмиллиметрового диапазонов волн**

Заведующий редакцией Ю. Н. Рысев. Редактор издательства Т. В. Жукова. Художественный редактор Н. С. Шенин. Технический редактор А. Н. Золотарева. Корректор И. М. Давыдова.

**ИБ № 834**

---

Сдано в набор 02.04.85	Подписано в печать 12.09.85			
Т-15276	Формат 60×84/16	Бумага тип. № 3	Гарнитура литературная	
Печать высокая	Усл. печ. л. 7,90	Усл. кр.-отт. 8,132	Уч.-изд. л. 8,59	Тираж 1287 экз.
Изд. № 19823	Зак. № 1077			Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

---

Типография издательства «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

**Л 240300000—218**

**046(01)—85**

**Свод. пл. подписных изд. 1985 г.**